

Détermination du spin et de la parité du
méson Q à 25 et 40 Gev/c, par
la méthode des moments.

THESE

présentée à la Faculté des Sciences

de l'Université de Genève

pour obtenir le grade de docteur ès Sciences, mention physique

PAR

Pierre LECOMTE

de

St-Saphorin (VD)

THESE N° 1659

GENEVE

Atelier d'impression de la Section de Physique

1974

**Détermination du spin et de la parité du
méson Q à 25 et 40 Gev/c, par
la méthode des moments.**

THESE

présentée à la Faculté des Sciences

de l'Université de Genève

pour obtenir le grade de docteur ès Sciences, mention physique

PAR

Pierre LECOMTE

de

St-Saphorin (VD)

THESE N° 1659

GENEVE

Atelier d'impression de la Section de Physique

La faculté des sciences, sur le préavis du professeur extraordinaire M. MARTIN, directeur de thèse et d'une Commission composée du professeur assistant O. GUIBAN (Faculté des Sciences) et du professeur Y. GOLDSCHMIDT-CLERMONT (C.E.R.N.), autorise l'impression de la présente thèse, sans exprimer d'opinion sur les propositions qui y sont énoncées.

Genève, le 14 mai 1974

Le Doyen:

Thèse No. 1659

Jean MULLER



REMERCIEMENTS

Cette thèse résulte d'un travail de groupe; que tous mes collègues du "CERN-IHEP Bosons Spectrometer" trouvent ici l'expression de ma reconnaissance pour leur soutien et leurs conseils; ce sont

Y.M. Antipov, G. Ascoli, R. Baud, R. Busnello, G. Damgaard, M.N. Kienzle, W. Kienzle, R. Klanner, L. Landsberg, A.A. Lebedev, C. Lechanoine, M. Martin, V. Roinishvili, R.D. Sard, A. Weitsch et F.A. Yoch.

Il m'est impossible de citer toutes les personnes dont la collaboration a permis cette expérience, tels les initiateurs de l'accord de coopération, des membres des services administratifs et techniques du CERN, de l'IHEP, des universités de Genève et de Munich. Pourtant, je tiens à remercier nommément ceux qui, plus que des collègues, furent pour moi des amis, d'une aide inestimable:

Robert Baud, outre son travail de physicien, accompli avec compétence, a beaucoup contribué à la bonne entente de notre groupe et à une agréable ambiance.

Ruggero Busnello a adapté à notre expérience le système de programmes Hydra employé dans cette thèse; sa bonne humeur et nos nombreuses discussions m'ont été d'un grand secours.

J'ai trouvé auprès de Robert Klanner d'utiles conseils et de nombreuses suggestions.

Pavel Kostramin, malgré la barrière linguistique nous séparant, s'est toujours ingénié à résoudre nos difficultés techniques avec gentillesse et efficacité.

André Lacourt a mené à bien un travail de programmation considérable, acceptant avec le sourire des conditions de travail difficiles et des horaires chargés.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

Guy Laverrière a réussi l'exploit de maintenir en bon état l'électronique et la calculatrice durant deux ans et à conserver toujours sa bonne humeur en dépit de nombreux appels impromptus, trop souvent nocturnes.

Roger Schillsott a eu le grand mérite d'installer une bonne partie de l'expérience et d'accepter de concrétiser, toujours d'urgence, les idées (souvent farfelues...) des physiciens sans trop rechigner; en plus de ses capacités de mécanicien polyvalent et de son ingéniosité, il nous a souvent fait profiter de ses talents de cuisinier, ce qui a fortement contribué à l'excellence de notre moral...

Mon directeur de thèse, Michel Martin, a consacré beaucoup de temps à m'aider et à me conseiller, sacrifiant parfois ses "week ends" (même par bonne brise); je désire le remercier sincèrement pour son appui et sa compréhension.

Yves Goldschmidt-Clermont et Olivier Guisan ont tenu le rôle de jurés de thèse avec compétence et amabilité.

Enfin, Madelaine Bloch a fait preuve de beaucoup de gentillesse (et de courage...) en convertissant mon manuscrit en un ouvrage d'excellente présentation, ce dont je lui suis profondément reconnaissant.

TABLE DES MATIERES

Chapitre	Page
I.- Introduction	1
II.- La méthode du pic du Jacobien	5
III.- Description technique de l'appareillage:	
1) La cible à hydrogène	8
2) Les chambres à fils	10
3) Les chambres proportionnelles	12
4) Hodoscopes et Cerenkovs	13
5) Acquisition et traitement des données	14
6) L'électronique	16
IV.- Les propriétés du système expérimental:	
1) Le faisceau	18
2) Le "trigger"	19
3) Détection et identification du proton	20
4) Le spectromètre magnétique	24
V.- Sélection et ajustement cinématique des différentes réactions:	
1) La sélection des événements	26
2) L'ajustement cinématique	27
3) Contamination de l'échantillon	30
4) Les ambiguïtés	31
VI.- Quelques résultats:	
1) Masse manquante	33
2) La réaction $K^- p \rightarrow p K^- K^+ K^-$	33
3) La réaction $K^- p \rightarrow p K^- \pi^+ \pi^- \pi^0$	34
4) La réaction $K^- p \rightarrow p K^- \pi^+ \pi^-$	34

TABLE DES MATIERES (suite)

Chapitre	Page
VII.- Description de la méthode des moments	36
VIII.- Détermination pratique des moments:	
1) Acceptance et correction des moments	44
2) Procédure de calcul et résultats	47
IX.- Conclusions:	
1) A propos des résultats physiques	50
2) Evolution des techniques et des méthodes de travail	50
3) Qu'est-ce qu'une thèse?	51
Références	53

Chapitre I

INTRODUCTION

Nous présentons dans ce travail quelques uns des résultats obtenus lors d'une expérience réalisée auprès de l'accélérateur de 76 GeV/c de Serpukhov (URSS) par une collaboration CERN/IHEP (Serpukhov)/GENEVE/MUNICH/URBANA-CHAMPAIGN(Illinois).

Testée tout d'abord au CERN, cette expérience fut ensuite transportée en URSS, par train et par avion.

Son but initial consistait à étudier la production de bosons de masses élevées (jusqu'à 4 GeV/c² environ), dans la réaction

$$\pi^- p \rightarrow p X^-$$

par la technique de masse manquante, le proton étant détecté dans la région du Pic du Jacobien (voir chapitre II).

En outre, un spectromètre magnétique mesurait tout ou partie des produits de désintégration du X^- , permettant par exemple d'appliquer la méthode de masse manquante à:

$$\pi^- p \rightarrow p \pi^- X^0$$

ou bien, en reconstruisant totalement l'événement:

$$\pi^- p \rightarrow p \pi^- \pi^+ \pi^-$$

Cependant, le système n'identifiant pas les particules vers l'avant, mais mesurant seulement leurs trajectoires et éventuellement leurs impulsions, nous devons recourir à un ajustement cinématique pour distinguer, par exemple, la réaction précédente de

$$\pi^- p \rightarrow p \pi^- K^+ K^-$$

Ce point est discuté au chapitre V.

Notons que, grâce à l'énergie élevée des particules inciden-

-tes, l'acceptance vers l'avant est excellente.

En outre, le faisceau n'étant pas séparé, nous pouvons étudier des réactions analogues, mais avec K^- et p^- incidents.

Différents résultats ont été publiés ou sont en cours de publication, notamment:

- . Résultats des spectres de masse manquante (Ref. 1, 2 et 3)
- . Réactions élastiques (Ref. 4)
- . Analyse détaillée de $\pi^- p \rightarrow p \pi^- \pi^+ \pi^-$ (Ref. 5, 6, 7)
- . $\pi^- p \rightarrow p \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0$ (Ref. 8 et 9)
- . $K^- p \rightarrow (K\pi)^- p$ (Ref. 10)
- . $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^0 p$ (Ref. 11).

Nous étudierons pour notre part

$$K^- p \rightarrow p K^- \pi^+ \pi^-$$

et plus particulièrement

$$K^- p \rightarrow p Q^- \quad \text{avec} \quad Q^- \rightarrow K_{890}^* \pi^-$$

Afin d'estimer la qualité de la sélection de ce canal particulier, nous avons aussi sélectionné

$$K^- p \rightarrow p K^- K^+ K^-$$

$$\text{et} \quad K^- p \rightarrow p K^- \pi^+ \pi^- \pi^0$$

réactions dont nous présentons quelques propriétés, pour démontrer la validité de la méthode et des corrections techniques.

Les événements avec des K^- incidents n'ayant pas été disponibles en suffisance lors de la mise au point des programmes de sélection et d'ajustement, nous nous sommes servis de

$$\begin{aligned}
 \pi^- p &\rightarrow p \pi^- \pi^+ \pi^- \\
 &\quad p \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \\
 &\quad p K^- K^+ \pi^- \\
 &\quad p K^- K^+ \pi^- \pi^0
 \end{aligned}$$

Les deux dernières réactions, en particulier, sont clairement mises en évidence. Aucune étude détaillée n'en est malheureusement prévue.

Enfin, la réaction

$$\bar{p} p \rightarrow \bar{p} p \pi^+ \pi^-$$

a aussi été identifiée et est présentement étudiée à l'Université d'Illinois.

En considérant

$$K^- p \rightarrow p K^- \pi^+ \pi^-$$

nous avons noté deux structures en masse effective $K^- \pi^+ \pi^-$ dans les régions correspondant au Q et au L. En outre, nous voyons que le méson "Q" se désintègre essentiellement dans le canal $K_{890}^* \pi$ et peu dans le canal ρK .

Dans ces conditions, il nous a paru intéressant de tenter une analyse en Spin-parité par la méthode des moments (Ref. 12), qui a l'avantage d'être à priori extrêmement simple. En fait, l'acceptance complique considérablement le problème si l'on désire un traitement rigoureux.

Nous calculons en premier lieu les moments sans correction et en tirons une estimation du spin-parité. Ceci nous paraît justifié par la bonne acceptance du système.

A l'aide du résultat précédent, nous introduisons l'acceptance et nous ajustons nos paramètres par la méthode du maximum de vraisemblance, puis nous nous limitons aux moments

significatifs.

Nous vérifions la cohérence entre les valeurs ajustées et mesurées, ainsi qu'entre les distributions angulaires expérimentales et générées par Monte-Carlo.

Enfin, nous tentons de déterminer la matrice densité et le rapport onde S/onde D à l'aide des moments.

En premier lieu, nous allons décrire l'expérience, ses caractéristiques et les méthodes d'étalonnage, puis nous discuterons la sélection et l'ajustement cinématique des événements.

Nous présenterons ensuite quelques propriétés des réactions sélectionnées, puis finalement, nous développerons la méthode des moments et l'appliquerons à nos données à 25 et 40 GeV/c.

Chapitre II

LA METHODE DU PIC DU JACOBIEN

Dans les réactions du type

$$1 + 2 \rightarrow 3 + 4$$

les angles θ et ϕ donnent de la manière usuelle la direction de la particule 3 dans le Laboratoire.

Nous notons par $*$ les quantités mesurées dans le centre de masse. En outre, la vitesse de ce référentiel vu du Laboratoire est β_c .

Les distributions angulaires de 3 dans les deux référentiels sont reliées par (Ref. 13)

$$\sigma(\Omega) = \sigma^*(\Omega^*) \frac{d\Omega^*}{d\Omega}$$

$$\text{où } J = \frac{d\Omega^*}{d\Omega} = \frac{\sin\theta^* d\theta^*}{\sin\theta d\theta} \quad \text{car } \phi = \phi^*$$

J est le déterminant de Jacobi, ou Jacobien. Grâce à la transformation de Lorentz

$$\left. \begin{aligned} p \sin\theta &= p^* \sin\theta^* \\ p \cos\theta &= p^* \gamma_c \left(\cos\theta^* + \frac{\beta_c}{\beta^*} \right) \end{aligned} \right\}$$

nous trouvons (Ref. 14)

$$J = \left(\frac{\sin\theta^*}{\sin\theta} \right)^3 \frac{\beta^*}{\gamma_c (\beta^* + \beta_c \cos\theta^*)}$$

Si $\beta_c \gg \beta^*$, cette expression possède un pôle en $\cos\theta^* = -\frac{\beta^*}{\beta_c}$

c'est à dire vers l'arrière dans le centre de masse.

De même, sachant que

$$\left. \begin{aligned} p \cos \theta &= p^* \gamma_c \left(\cos \theta^* + \frac{\beta_c}{\beta^*} \right) \\ p^* \cos \theta^* &= p \gamma_c \left(\cos \theta - \frac{\beta_c}{\beta} \right) \end{aligned} \right\}$$

on obtient

$$J = \frac{\sin \theta^*}{\sin \theta} \frac{\beta}{\gamma_c (\beta - \beta_c \cos \theta)}$$

Le pôle du Jacobien définit un angle

$$\cos \theta_{\text{MAX}} = \frac{\beta}{\beta_c}$$

vers l'avant dans le Laboratoire.

Une distribution angulaire isotrope dans le centre de masse se traduit donc par un pic au voisinage de θ_{MAX} dans le laboratoire.

Qui plus est, nous savons que, pour la plupart des résonances mésoniques:

$$\frac{d\sigma}{dt} \approx A e^{-B |t|}$$

avec $B \approx 8-10$

$$\text{Or} \quad \frac{d\sigma}{dt} \frac{dt}{d\cos \theta^*} \cdot J = \frac{d\sigma}{d\cos \theta}$$

C'est à dire que l'on augmente encore l'importance du pic observé dans le laboratoire.

Ces considérations justifient notre choix de la méthode du Jacobien.

D'autre part, l'invariance du quadrivecteur Energie-Impulsion permet d'écrire:

$$m_4^2 = m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 - 2E_3(E_1 + m_2) + 2m_2 E_1 + 2p_1 p_3 \cos \theta_3.$$

Cette équation définit des isobares dans le plan (θ_3, p_3) . La figure 1 montre ces courbes pour la réaction $K^- p \rightarrow p X^-$ à 25 GeV/c.

Nous voyons qu'aux environs de θ_{MAX} , m_4 est à peu près indépendant de p_3 . Il suffit donc en pratique de mesurer précisément p_1 et θ_3 , en se contentant d'une estimation de p_3 , pour obtenir m_4 avec une bonne précision.

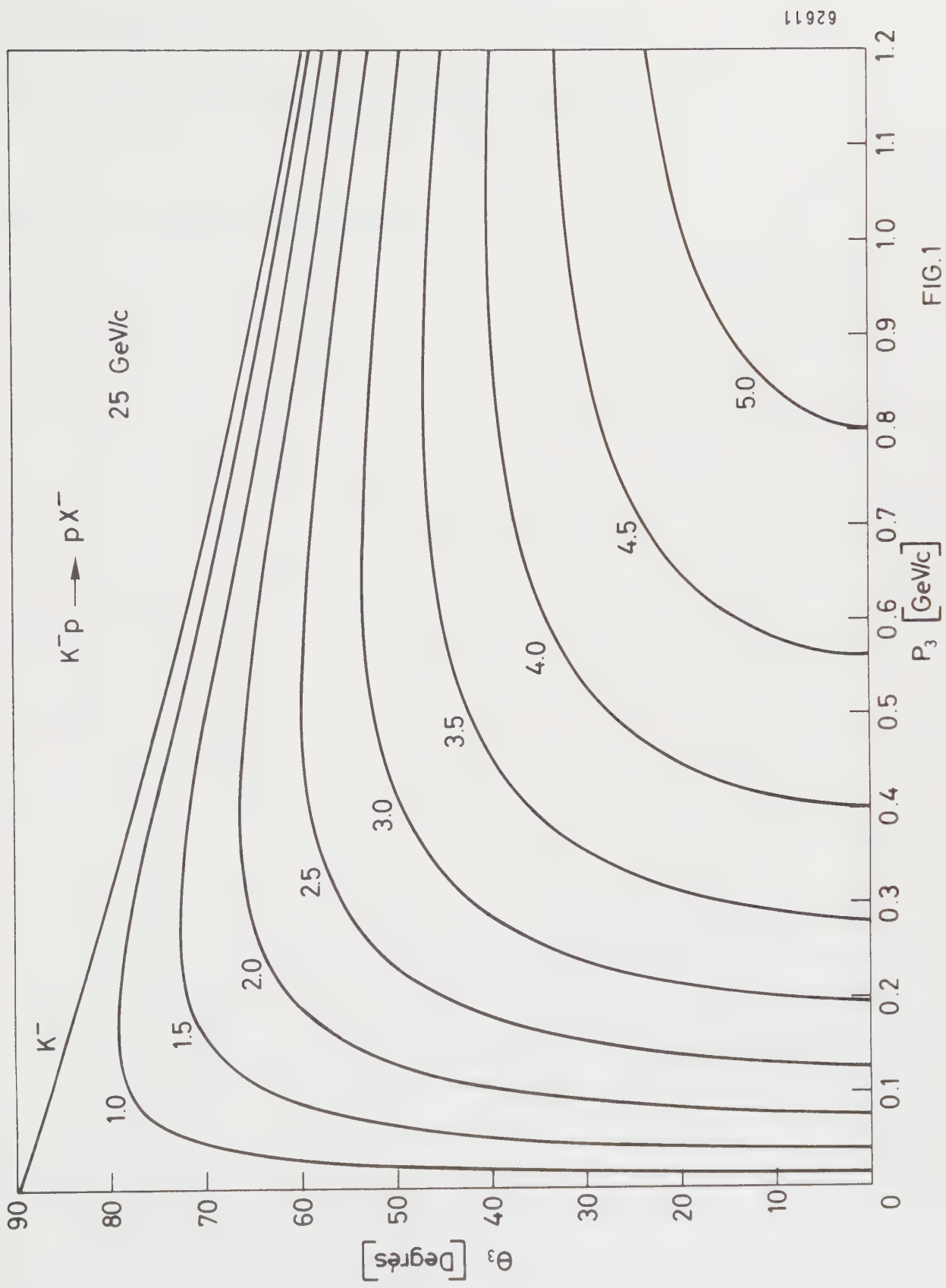


FIG.1

Chapitre III

DESCRIPTION TECHNIQUE DE L'APPAREILLAGE

1. La cible à hydrogène

Les cibles à circuit ouvert sont en fait de simples "Dewars" que l'on remplit périodiquement. La présence dans la zone de plusieurs dizaines de litres d'hydrogène liquide oblige à prendre d'importantes mesures de sécurité (hutte entourant la cible, pressurisation de tous les circuits électroniques, etc...).

Les cibles à circuit fermé, où la liquéfaction s'effectue dans un échangeur, permettent de limiter la quantité d'hydrogène présent dans la zone (il suffit du liquide de la cible plus le gaz nécessaire à maintenir le circuit en légère surpression) et suppriment les manipulations d'un liquide dangereux.

L'apport de froid peut provenir d'un liquéfacteur ou d'hélium liquide.

L'approvisionnement du hall d'expériences en hélium liquide n'étant pas assuré, nous avons choisi d'employer un liquéfacteur PHILIPS. Pour une consommation d'environ 15 kW, cet appareil fournit une puissance de réfrigération de 100 W à 20 degrés Kelvin, ce qui est nettement supérieur aux pertes de notre système. Cette puissance est ajustable par modification de la pression du fluide de travail (hélium gazeux).

Un capteur mesure en permanence la pression relative dans le circuit d'hydrogène et commande l'envoi d'un courant dans une résistance placée autour de la tête du condenseur d'hydrogène; on contrebalance ainsi l'excédent de puissance

réfrigérante.

La cible contient au total environ 2 m^3 d'hydrogène gazeux à $1,40\text{-}1,45 \text{ kg/cm}^2$, ce qui correspond à peu près à un litre d'hydrogène liquide à 50 g/cm^2 de pression relative.

Le vide nécessaire à une bonne isolation thermique est maintenu par une pompe à diffusion d'huile. Le pompage doit être effectué avec soin pour éviter la formation de glace sur l'appendice. Ce dernier point est particulièrement important car la cible devait fonctionner pendant des périodes de 20 à 25 jours sans augmentation de la diffusion multiple du proton.

Les fenêtres et l'appendice contenant le liquide sont en Mylar. Un effort particulier a été entrepris pour minimiser la quantité de matière (moins de 350μ de Mylar) sur le trajet du proton jusqu'au sortir de la cible.

La fenêtre avant, de grand diamètre, consiste en deux feuilles de 250μ , soudées aux ultrasons.

Toutes les fenêtres et l'appendice ont été testés jusqu'à rupture, entre 2,5 et 6 fois la pression de service. Les modèles définitifs ont subi de 1,5 à 2 fois cette même pression.

L'alignement de la cible s'effectue à froid, car les contraintes thermiques font bouger l'appendice de plusieurs millimètres.

Nous avons employé différents appendices, entre 30 et 55 cm de long.

Enfin, pour vérifier la reconstruction des traces, nous avons placé un fil de cuivre 5 cm avant la cible.

2. Les chambres à fils

Elles sont tissées en fil de 70 μ de cuivre/beryllium. Les fils sont espacés de 1 mm et soumis à une tension de 70 à 80 g chacun. Nous employons un mélange hélium/néon/argon, le temps de mémoire étant fixé à 1,5 μ s par des traces de fréon.

A l'exception de la chambre 5 (voir figure 2), qui mesure 40 x 80 cm² et ne comporte que deux plans, elles ont toutes une surface sensible de 150 x 150 cm² et consistent en quatre plans, les deux externes étant à la masse. Nous avons choisi un grand intervalle entre plans (5cm), de façon à obtenir une bonne efficacité et une précision satisfaisante, même pour des trajectoires très inclinées.

Pour une particule à grand angle, nous atteignons une efficacité d'environ 95% par plan dans les événements à haute multiplicité et en présence de traces perpendiculaires.

Chaque chambre, de capacité 900 pF, est alimentée par son propre générateur de Marx, lequel fournit des impulsions de 60 kV avec un temps de montée de 20 ns, la durée de l'impulsion étant ajustée à l'aide de la résistance terminant la chambre.

Les générateurs nécessitent des impulsions de déclenchement de 10 kV, fournies par des thyratrons à hydrogène (CX1157) avec un retard de 100 ± 10 ns.

La recharge des générateurs s'effectue en 8 ms à partir d'une batterie de gros condensateurs. Pour obtenir ces performances, il faut souffler les étincelles à l'air comprimé, sinon le courant de recharge suffit à maintenir amorcés les éclateurs des Marx.

La batterie de condensateurs est rechargée à courant constant, et non selon la méthode usuelle.

Les chambres sont lues à l'aide de rubans magnétostrictifs en alliage de fer/cobalt (50/50) de $0,5 \times 0,05 \text{ mm}^2$, longs de 2,2 m et fixés par des amortisseurs remplis de "Silastic" (atténuation de 100 fois sur 10 cm) dans des barres de lecture en aluminium.

Le ruban est maintenu sous argon pour éviter son oxydation superficielle; sans cette précaution, des changements fréquents de barres de lecture seraient nécessaires, car la vitesse du signal magnétostrictif dépend de l'état de surface.

Le ruban présentant des hétérogénéités pouvant entraîner des variations de vitesse atteignant 2%, nous sélectionnons les tronçons permettant d'obtenir la précision de lecture requise.

Les bobines de lecture consistent en 20 à 100 spires de fil émaillé 60 μ enroulées directement sur le ruban, dans le champ d'un petit aimant.

Les barres sont lues par les deux extrémités.

Un transformateur à grand isolement transmet le signal au préamplificateur, puis, après amplification et discrimination, on différencie et on détecte le passage au zéro (Ref. 15 et 16).

Nous lisons aussi bien les plans haute tension que les plans à la masse.

La discrimination doit s'effectuer à un niveau dépendant de la multiplicité moyenne dans les chambres, ce qu'on obtient grâce à un atténuateur précédant l'amplificateur et le discriminateur à seuil fixe (cette disposition donne une bande passante constante, contrairement à la méthode de réglage du taux de contre-réaction).

Un sélecteur couplé à une horloge à quartz 20 Mhz (stabilité 10^{-5} à 10^{-6}) transforme les signaux magnétostrictifs en trains d'impulsions, lesquels sont ensuite comptés dans des échelles

CAMAC (de deux à dix par bobine) dont le contenu est enfin transféré à la calculatrice.

Lorsque le nombre de signaux reçus par une barre de lecture est inférieur ou égal au nombre d'échelles correspondant à chaque bobine, nous obtenons deux mesures de position par trace; la distance des deux bobines étant fixe, pour une trace donnée la somme des distances mesurées est donc constante.

Un décalage de cette valeur signale une défectuosité de la barre de lecture (déformation ou variation de la vitesse dans le ruban), tandis que, si la distribution de cette quantité s'élargit, les signaux sont déformés, rendant difficile la détection du passage à zéro.

Il est important de remarquer que les coordonnées obtenues sont relatives aux bobines. Un changement de barre de lecture oblige à réétalonner le système à l'aide du faisceau.

Les résolutions spatiales obtenues sont, à mi-hauteur:

$\pm .35$ mm	de 0 à 10^0
$\pm .7$ mm	de 10 à 20^0
± 1.0 mm	de 20 à 30^0

Les étincelles à grand angle se courbent au voisinage des électrodes, afin d'être perpendiculaires à ces dernières, ce qui diminue la précision de reconstruction.

3. Les chambres proportionnelles

Elles emploient un mélange argon/ CO_2 . Les fils sensibles en molybdène doré ont 20 μ de diamètre, les autres 100 μ .

Chacune des chambres du faisceau comporte deux plans orthogonaux de 48 fils chacun; les fils ont 10 cm de long et sont espacés de 2 ou 1 mm; la surface utile est donc soit $10 \times 10 \text{ cm}^2$, soit $5 \times 5 \text{ cm}^2$.

La chambre du Jacobien est employée comme un scintillateur à très faible diffusion multiple, tous ses fils étant reliés dans un "ou" logique. L'efficacité de cette chambre est supérieure ou égale à 97% dans tout l'intervalle utile de transfert d'impulsion.

En ce qui concerne les chambres du faisceau, l'efficacité peut atteindre 98-99% à basse intensité et tomber à environ 60% à l'intensité maximale disponible. Cette diminution ne semble pas totalement explicable par le temps mort de l'électronique (500 ns).

4. Hodoscopes et Cerenkovs

Nos trois hodoscopes de faisceau (fig. 2) ont les caractéristiques suivantes:

H_0 ne mesure que la coordonnée x (horizontale) et comporte cinq compteurs, la largeur d'un élément logique étant de 3 mm.

H_1 et H_2 comportent chacun deux groupes orthogonaux de cinq compteurs, mesurant x et z ; ils ont tous deux 9×9 éléments logiques, de dimensions $11 \times 11 \text{ mm}^2$ pour H_1 et $3 \times 3 \text{ mm}^2$ pour H_2 .

Les Cerenkovs sont du type à seuil; à 40 GeV/c ils fonctionnent avec de l'air en dépression. A 25 GeV/c nous avons aussi utilisé du CO_2 . Nous les ajustons évidemment en traçant les courbes taux de comptage-pression.

A noter que les phototubes des Cerenkovs possèdent des alimentations séparées pour les dernières dynodes, alors que ceux des hodoscopes sont alimentés sans diviseur résistif, à travers un multiplicateur à diodes, par un convertisseur transistorisé.

Ces deux méthodes permettent des taux de comptage très élevés sans perte d'efficacité.

5. Acquisition et traitement des données

Les informations relatives à un événement sont écrites dans 425 échelles CAMAC (de 16 bits). Ces informations proviennent de la digitalisation des signaux magnétostrictifs et du temps de vol, des hodoscopes, des compteurs de parcours, des Cerenkovs, du nombre de particules incidentes, des taux de coïncidence, du numéro de l'événement.

Les échelles sont ensuite lues par la calculatrice IBM 1800; leur contenu est stocké temporairement dans la mémoire centrale, puis transféré sur bande (Ref. 17).

La machine exécute différents tests techniques en ligne (bon fonctionnement des chambres et des hodoscopes, surveillance du faisceau, etc..) sur un échantillon des données. En outre, elle procède à la reconstruction de certains événements et permet d'en vérifier les caractéristiques physiques. Enfin, elle contrôle différentes tensions et divers courants dans l'expérience (aimants, chambres, phototubes) et déclenche une alarme en cas de désaccord avec les valeurs fixées.

Différents programmes "off-line" sont aussi disponibles: "zero degree test" pour étalonner le système de lecture magnétostrictif, courbes de coïncidences, test de chambres

proportionnelles, analyse physique des événements reconstitués, etc...

L'IBM 1800 était employée dans la configuration suivante:

- . Mémoire centrale comprenant 32767 mots de 16 bits (plus 2 bits pour parité et protection); cycle mémoire de 2 μ s
- . Lecteur-perforateur de cartes (250 cartes/mn. en lecture).
- . Machine à écrire et clavier (15 caractères/seconde).
- . Deux unités de bande magnétique (60 kilo-caractères/seconde).
- . Trois unités de disques
- . Imprimante 125 lignes/mn.
- . Entrée digitale 16 bits 500 kilo-mots/seconde.
- . Deux sorties digitales de mêmes caractéristiques.
- . Une sortie digitale lente.
- . Un écran d'affichage connecté à une sortie digitale rapide.
- . Un panneau de lampes connecté à la sortie digitale lente.
- . 24 niveaux d'interruption hiérarchisés.
- . Une "boîte d'interruptions" utilisée conjointement au panneau de lampes et à l'écran d'affichage sert à interrompre l'exécution du programme en cours et à en appeler un autre. Ce dispositif s'est révélé extrêmement utile pour la surveillance de l'expérience.

Les bandes magnétiques écrites par l'IBM 1800 étaient envoyées toutes les 24-72 heures à Genève par avion. Les événements étaient reconstitués sur les ordinateurs du CERN (CDC 6500 et 6600) et de l'Université (CDC 3800). Les résultats essentiels étaient transmis à Serpukhov par télex.

6. Electronique

La logique de décision rapide est réalisée en modules NIM, tandis que l'acquisition des données s'effectue par l'intermédiaire de circuits CAMAC; ces deux types d'éléments sont très largement employés, et nous pensons inutile de les décrire. Nous voulons plutôt signaler les points présentant quelque originalité ou un intérêt pratique:

- a) l'alimentation des phototubes par convertisseurs continu-continu et multiplicateurs à diodes, donc sans diviseur résistif. Les tensions interdynodes sont ainsi indépendantes du taux de comptage. Le même dispositif était employé pour les chambres proportionnelles.
- b) Générateur de Marx à étincelles soufflées, déclenché par des thyratrons à hydrogène, de stabilité et fiabilité (mais aussi de prix!) supérieurs à ceux d'un maître éclateur. Nous avons même alimenté les chambres sans "Marx", avec un thyatron de 80 kV, malheureusement trop fragile.
- c) La recharge des condensateurs tampon situés entre les alimentations haute tension et les "Marx" ne s'effectue pas de la manière usuelle, mais par un dispositif de régulation, afin de réduire la constante de temps.
- d) Les signaux issus des chambres proportionnelles sont transmis, après préamplification et mise en forme, par des câbles de 80 m (chaque câble comporte 50 paires torsadées); ils sont ensuite remis en forme avant d'entrer dans les mémoires CAMAC.
- e) Le temps de vol du proton est mesuré par des convertisseurs temps-amplitude suivis d'encodeurs alimentant des échelles CAMAC.

- f) Lorsque le taux de comptage est élevé (compteurs de faisceau), il importe de vérifier que le temps mort des circuits reste négligeable; par exemple, un "shaper" NIM à condensateur a un temps mort 2,5 fois plus élevé que le modèle à câble; il est alors souvent préférable d'employer des limiteurs et des circuits "ou", exempts de temps mort.
- g) Les appareils comprenant un grand nombre de circuits intégrés présentent souvent un taux de pannes élevé en début de fonctionnement. Il convient de les laisser vieillir sous tension avant de les employer en production.

Chapitre IV

LES PROPRIETES DU SYSTEME EXPERIMENTAL1. Le faisceau

Il s'agit du faisceau 4B non séparé de Serpukhov. La durée d'une impulsion pouvait atteindre 1200 ms avec un taux de répétition de 7 à 8 impulsions par minute.

Le faisceau, de faible diamètre, est focalisé dans la cible, à proximité de la paroi côté bras du Jacobien, afin de réduire la diffusion multiple du proton.

Nous avons placé dans le faisceau quatre compteurs Cerenkov de 15, 10, 4 et 7 m de long respectivement.

Lors des "runs" de production, les deux premiers compteurs détectent les électrons, les muons et les pions; les deux derniers compteurs sont en outre sensibles aux kaons.

Nous avons trouvé, pour la composition du faisceau:

Impulsion GeV/c	Intensité à $\pm 1\% p $	μ^-	π^-	K^-	$\bar{p}$
25	10^6	1	96	2.1	.9
40	3.10^5	1	97	1.8	.2

Les contaminations sont estimées à:

$$\frac{\pi \text{ dans } K}{K} < 0.4\%$$

$$\frac{\pi+K \text{ dans } \bar{p}}{\bar{p}} < 1.5\%$$

La trajectoire est mesurée par trois hodoscopes H_0 , H_1 et H_2 . Des éléments magnétiques du faisceau étant disposés entre H_0 et H_1 , à chaque configuration dans les hodoscopes on peut faire correspondre une valeur de l'impulsion incidente.

L'étalonnage des hodoscopes s'effectue à l'aide du spectromètre et de la chambre 7 (figure 2). Le champ magnétique du spectromètre est mesuré par un magnétomètre à protons. On obtient une résolution relative en impulsion de $\pm 0.3\%$, l'impulsion incidente absolue étant connue à mieux que 1.2% .

En outre, les hodoscopes sont doublés par un système de quatre chambres proportionnelles, dont la résolution est plus élevée mais l'efficacité moins bonne à haute intensité.

2. Le "trigger"

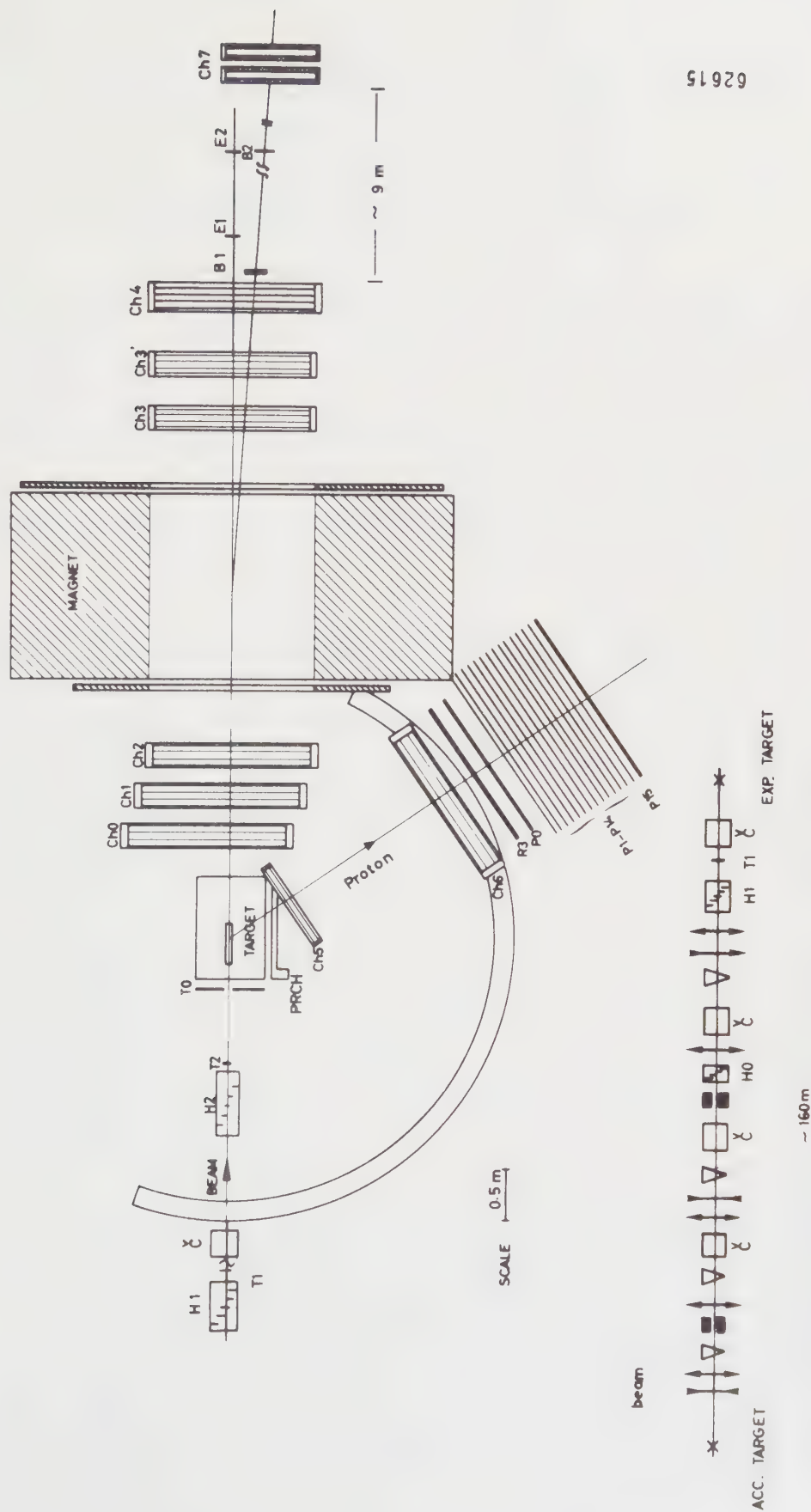
La figure 2 montre la disposition des différents compteurs.

$T_1.T_2.\overline{T_0}.\overline{B_1B_2}$ indique qu'une particule du faisceau a interagi dans la cible.

$R_3.PRCH$ indique qu'un proton est accepté géométriquement (une coupure en temps limite le déclenchement à des particules de β inférieur à 1).

$\overline{P_{14}P_{15}}$ indique que la particule s'arrête dans les compteurs de parcours.

CERN-IHEP BOSON SPECTROMETER (1972)



$\overline{E_1 E_2}$ permet de supprimer les événements élastiques.

La condition de déclenchement est donc

$$T_1.T_2.\overline{T_0}.\overline{B_1 B_2}.R_3.PRCH.\overline{P_{14} P_{15}}.\overline{E_1 E_2}$$

Les deux dernières conditions n'étant requises que pour certains "runs".

Selon l'intensité du faisceau, de 70 à 90% des déclenchements sont bons, c'est à dire ont un signal dans les hodoscopes et une trace dans les chambres 5 et 6.

3. Détection et identification du proton

Une chambre proportionnelle est utilisée pour détecter la sortie du proton et s'assurer qu'il provient bien de la cible. Deux chambres à étincelles donnent sa trajectoire; son temps de vol et son parcours étant mesurés à l'aide d'un ensemble de gros scintillateurs.

Le système de détection du proton peut être déplacé sur une table tournante, l'angle moyen étant choisi à l'aide des isobares (p_3 , θ_3). La figure 3 montre ces isobares à 40 GeV/c ainsi que l'acceptance géométrique pour les conditions de production choisies.

La diffusion multiple est la cause dominante d'imprécision dans la détermination de la trajectoire du proton, d'où l'emploi d'une cible à paroi mince et de sacs à hélium.

L'efficacité des chambres et du programme de reconstruction est supérieure à 99%. Ce résultat est obtenu à l'aide d'événements élastiques, qui permettent de prédire la trajectoire du proton.

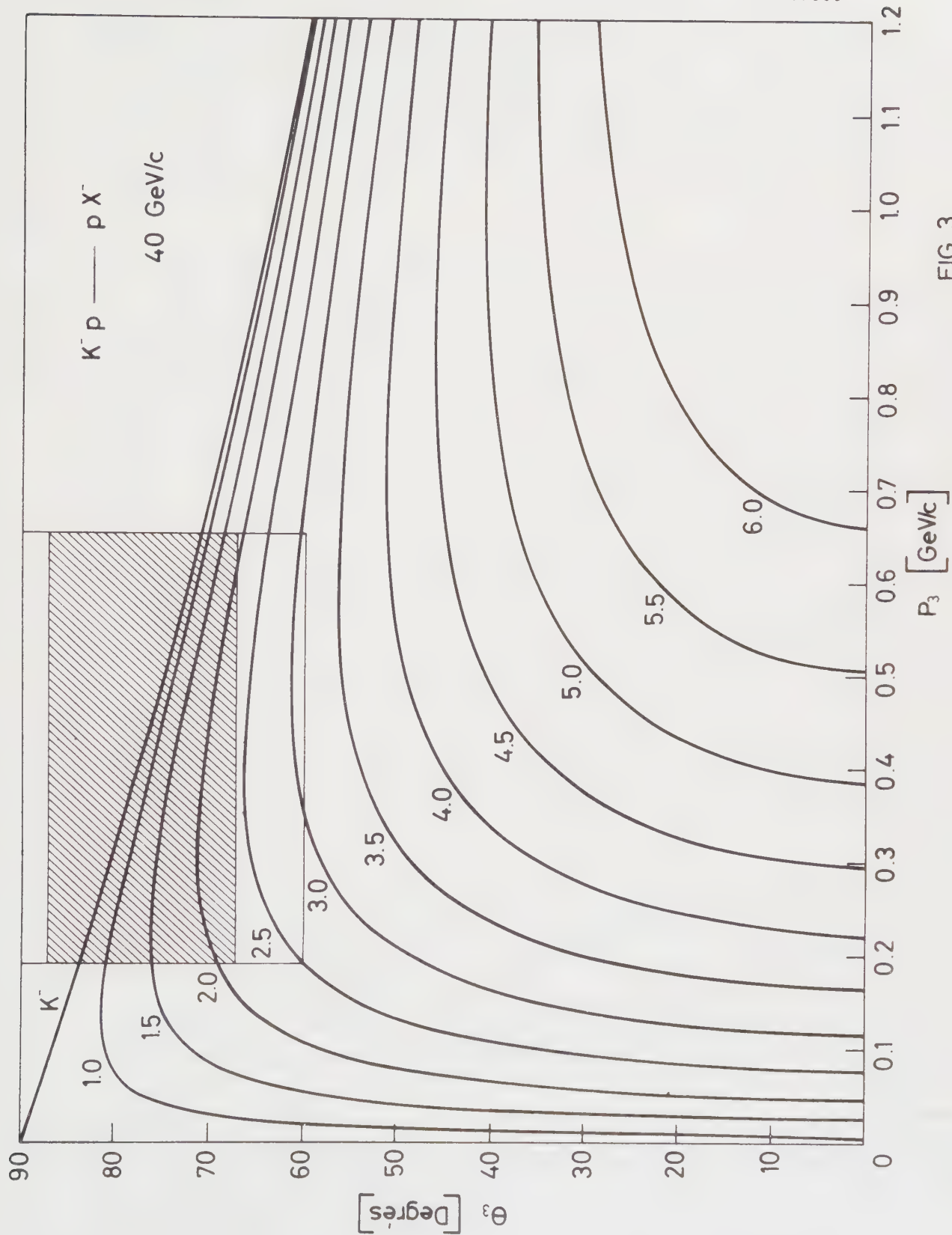


FIG. 3

Nous mesurons l'impulsion du proton de deux façons: par temps de vol et par mesure du parcours; si les deux valeurs obtenues diffèrent de moins de deux déviations standard, nous prenons pour p_3 leur moyenne pondérée; sinon (interactions nucléaires), nous employons seulement le temps de vol.

a) Mesure de p_3 par temps de vol:

Le compteur T_3 , placé 125 cm avant la cible, démarre le système de mesure du temps de vol. R_3 , situé devant les scintillateurs de parcours, à 280 cm de la cible, donne le signal d'arrêt; ce compteur de $150 \times 80 \text{ cm}^2$ possède deux guides à lamelles, ce qui permet d'obtenir deux mesures du temps de vol. En les comparant, on obtient $\sigma_{\text{TOF}} \approx .30-.35 \text{ ns}$ dans le meilleur des cas (c'est à dire en l'absence de corrélation entre les erreurs sur les deux mesures du temps de vol, ce qui n'est évidemment pas le cas). Grâce aux événements élastiques, on peut mesurer σ_{TOF} de façon plus précise (voir paragraphe c).

Une carte du compteur R_3 est obtenue à l'aide de particules relativistes et on applique au temps de vol les corrections suivantes:

- . Soustraction du temps de vol T_2 -vertex,
- . Calcul de la distance effectivement parcourue entre le vertex et le compteur,
- . Trajet de la lumière dans le compteur,
- . Ralentissement dans l'hydrogène (correction de 15% à 200 MeV/c).

A partir des erreurs sur le temps de vol et sur l'épaisseur d'hydrogène traversée, on calcule l'erreur sur p_{TOF} , que l'on compare à l'erreur mesurée selon la méthode exposée plus loin (figure 4).

b) Mesure de p_3 par le parcours du proton:

Le système de mesure comprend 15 compteurs de 1000x1900x10mm, lus chacun par un phototube 58DVP; il est possible d'intercaler des plaques d'aluminium pour modifier les intervalles de parcours. La calibration s'effectue à l'aide d'événements élastiques.

c) Résolution en p_3 et θ_3 :

Les événements élastiques sont identifiés par coupures en masse et coplanarité. On mesure alors p_3 de différentes façons (p_1 étant connu): grâce au temps de vol, ou bien par prédiction à partir de θ_3 ou de θ_4 .

On peut alors écrire

$$\sigma_a^2 = \sigma_{(p_{TOF}-p\theta_3)}^2 = \sigma_{p_{TOF}}^2 + \sigma_{p\theta_3}^2$$

$$\sigma_b^2 = \sigma_{(p_{TOF}-p\theta_4)}^2 = \sigma_{p_{TOF}}^2 + \sigma_{p\theta_4}^2$$

$$\sigma_c^2 = \sigma_{(p\theta_3-p\theta_4)}^2 = \sigma_{p\theta_3}^2 + \sigma_{p\theta_4}^2$$

Par conséquent

$$\sigma_{p_{TOF}}^2 = \frac{1}{2} (\sigma_a^2 + \sigma_b^2 - \sigma_c^2)$$

Les quantités expérimentales $\sigma_a^2, \sigma_b^2, \sigma_c^2$ permettent donc de calculer l'erreur sur p_3 due au temps de vol. On peut procéder de même pour p_{range} et pour θ_3 .

Dans la figure 4, nous comparons les valeurs calculées et expérimentales de la résolution en impulsion; dans la fig. 5, nous faisons de même pour la résolution en θ_3 .

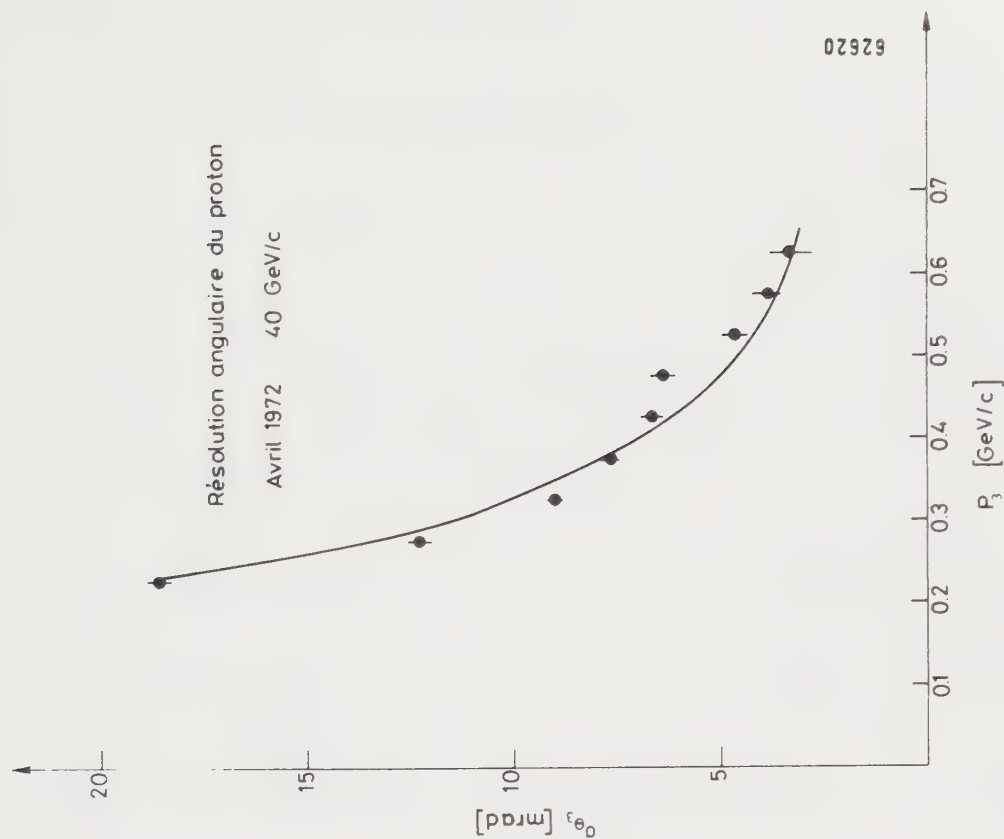


FIG 5

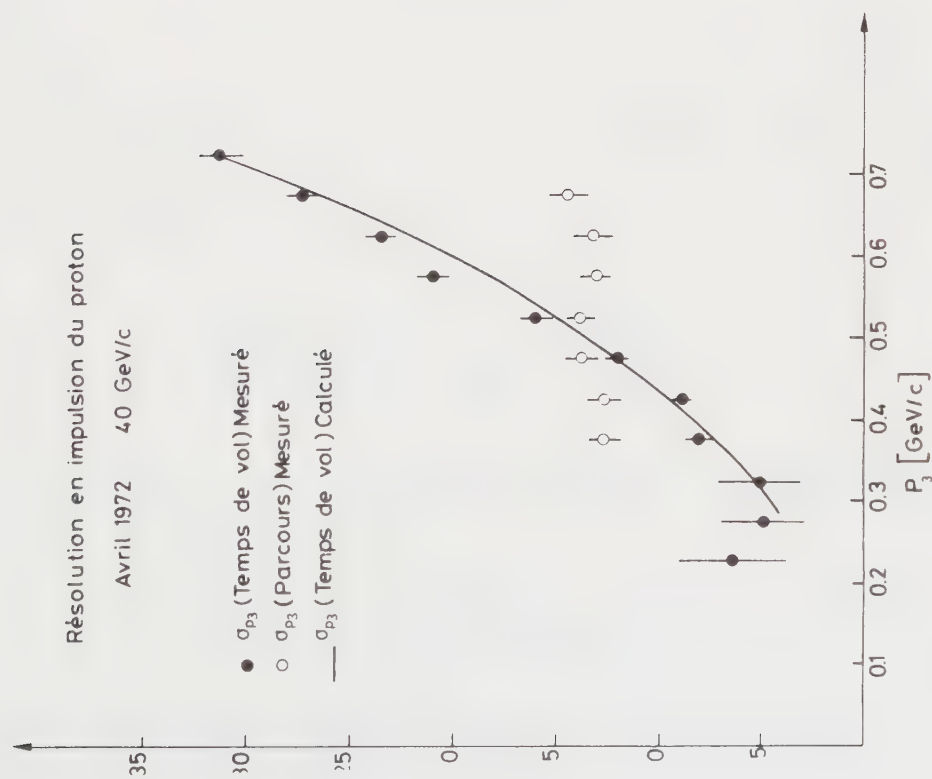


FIG. 4

Pour le calcul nous utilisons

$$\sigma_{\theta} \approx \frac{1.1}{p\beta} (\text{mRad})$$

$$\sigma_{p\text{TOF}} \approx 50 p^2 E_3 (\text{MeV/c})$$

d) Contamination:

En principe, seuls les protons devraient déclencher le système (un temps de vol minimum est imposé dans le "trigger"). Nous avons estimé comme suit les contaminations par d'autres particules:

L'impulsion d'un π ou d'un K, pour un parcours donné, est plus faible que celle d'un proton. Notons x la particule que nous confondons avec le proton; nous avons:

$$p_x = a p_p$$

$$a \approx 0.26-0.3 \text{ pour les } \pi$$

$$a \approx 0.6-0.65 \text{ pour les K}$$

Le temps de vol et le parcours mesurés permettent deux déterminations indépendantes de l'impulsion du proton; on peut alors calculer:

$$\left(\frac{p_{\text{TOF}}}{p_{\text{range}}} \right)_{\text{proton}} = \frac{m_p \beta \gamma}{p_p}$$

Ce rapport est voisin de l'unité si la particule est bien un proton, sinon

$$1 \approx \frac{m_x \beta \gamma}{p_x} = \frac{m_x}{a m_p} \left(\frac{p_{\text{TOF}}}{p_{\text{range}}} \right)_{\text{proton}}.$$

Par conséquent $\left(\frac{p_{\text{TOF}}}{p_{\text{range}}} \right)_{\text{proton}}$ est supérieur à l'unité s'il y a erreur d'identification.

D'autre part, les interactions nucléaires du proton dans les compteurs de parcours conduisent à des p_{range} trop faibles et vont donc dans le même sens que les contaminations par des particules plus légères que le proton.

Par conséquent, nous calculons la distribution de $\frac{P_{\text{TOF}}}{P_{\text{range}}}$ tenant compte des interactions nucléaires et nous la comparons à la distribution expérimentale, ceci pour différents intervalles de transfert d'impulsion au proton.

Nous en concluons que la contamination par des particules autres que le proton est inférieure à 3%.

4. Le spectromètre magnétique

Les particules vers l'avant sont mesurées par deux groupes de trois chambres à fils situées de part et d'autre de l'aimant. Les quatre plans de chaque chambre donnent les coordonnées x, z et x', z' tournées de 10 degrés par rapport aux précédentes, ceci afin de lever les ambiguïtés pour les événements à plusieurs traces.

Le programme de reconstruction cherche tout d'abord les trajectoires dans les quatre projections (trois étincelles alignées), puis il combine les projections dans l'espace.

On calibre le système à ± 0.1 mm près en employant les traces du faisceau (aimant arrêté).

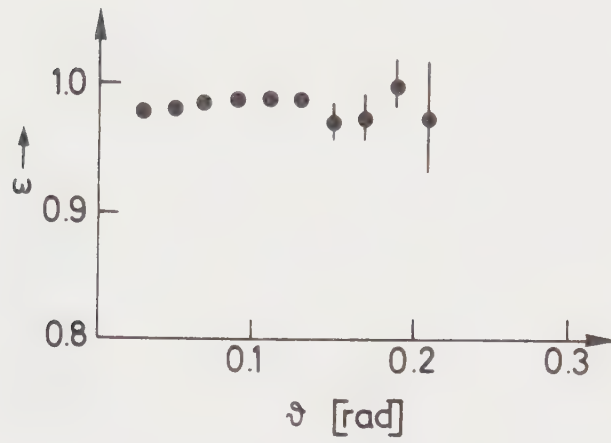
L'aimant, employé à 13 kilogauss, a un entrefer de $50 \times 100 \times 150$ cm³. Nous en avons dressé une carte en 80.000 points, mesurant les trois composantes du champ avec des sondes à effet Hall; la précision sur la composante principale est de $\pm 0.2\%$. Puis nous avons développé $\frac{1}{p}$ en polynômes de Tchebycheff (Ref. 17 et 18); 144 coefficients suffisent alors pour obtenir un

écart inférieur à 0.3% entre développement et mesure.

L'efficacité du système de chambres dépend de l'angle des traces, comme le montre la figure 6, où l'on emploie les événements $\pi^- p \rightarrow p \pi^- \pi^+ \pi^-$ et un groupe de chambres pour contrôler l'autre (pour plus de détails, voir Ref.7).

En outre, à 25 GeV/c, nous avons sélectionné les événements contenant un K^0 (deux traces d'impulsions mesurées et de charges opposées provenant d'un vertex éloigné d'au moins 35 mm du vertex du proton). Le résultat apparaît sur la figure 7. La largeur du K^0 est en accord avec la valeur calculée à partir de la résolution des chambres ($10.8 \text{ MeV}/c^2$); l'erreur sur l'intégrale du champ n'excède pas 0.2% (1% produit une déviation de $3.2 \text{ MeV}/c^2$ de la masse du K^0).

Effacité des chambres 012



Effacité des chambres 3-3'-4

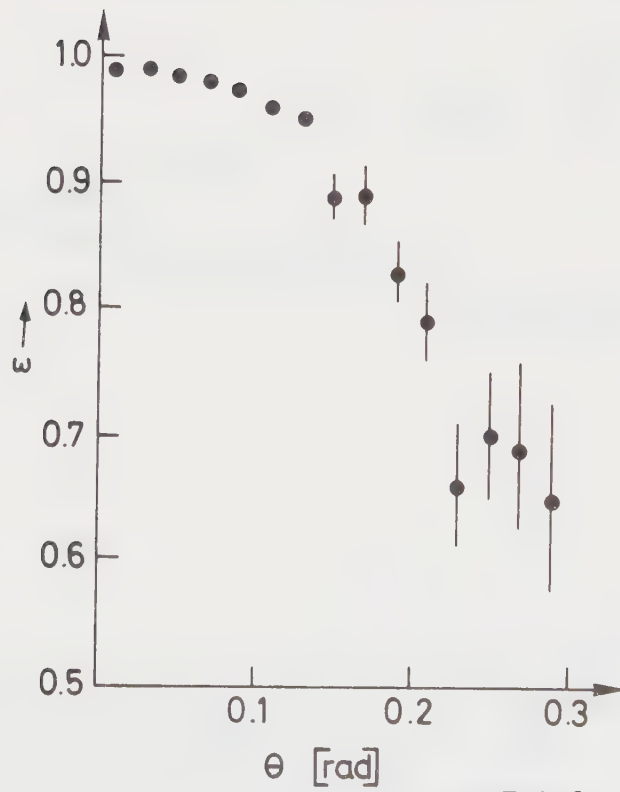


FIG. 6

62613

25 GeV/c $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ p \dots$

Masse effective $M_{\pi^+ \pi^-}$

$(\text{VERTEX}(\pi^+ \pi^-) - \text{VERTEX}(\pi^-_{\text{inc}} p)) > 35 \text{ mm}$

$M_{K^0} = 498.1 \pm 0.2 \text{ MeV}$

$\Gamma_{K^0} = 11.2 \pm 0.4 \text{ MeV}$

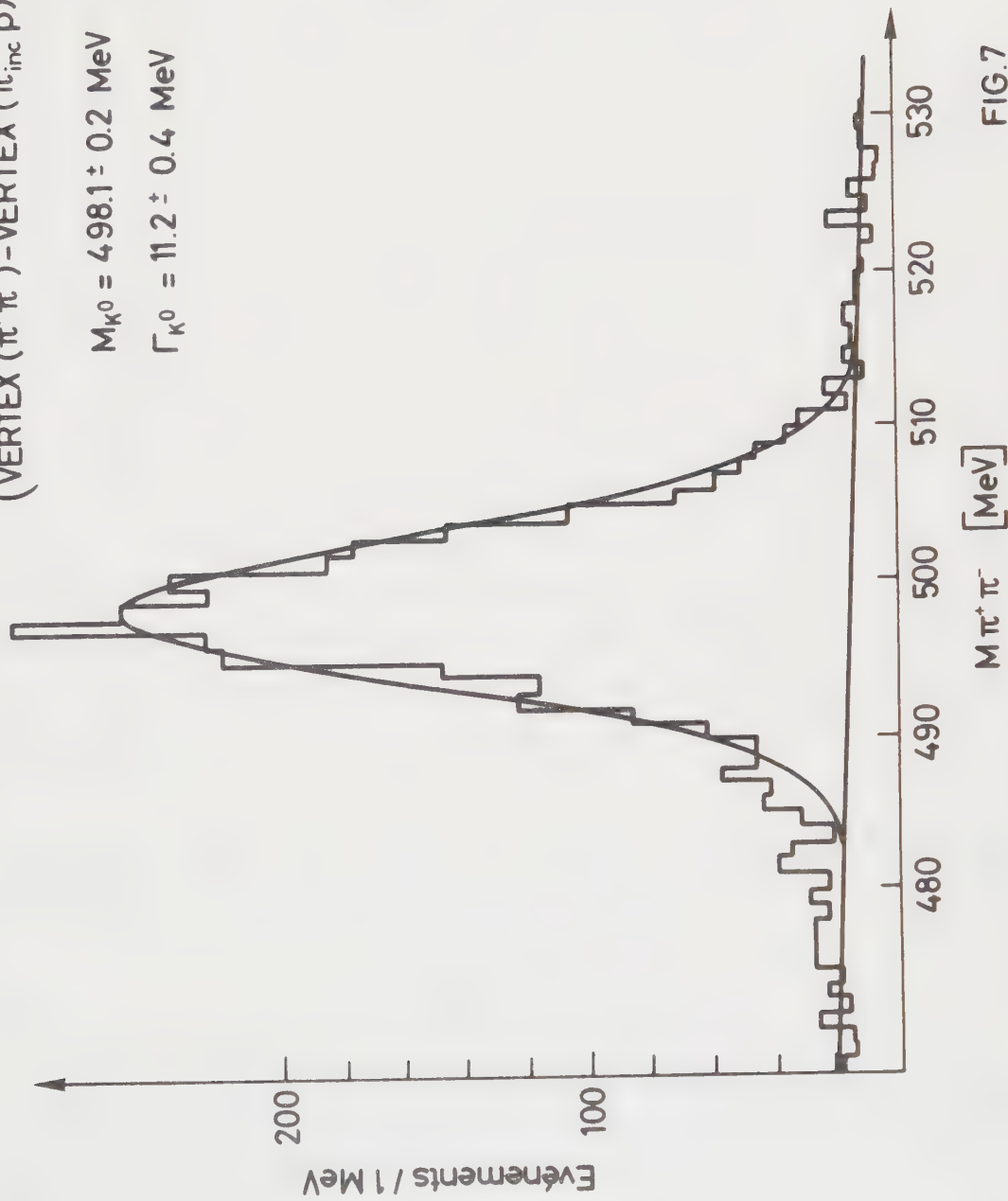


FIG.7

Chapitre V

SELECTION ET AJUSTEMENT CINEMATIQUE DES DIFFERENTES REACTIONS1. La sélection des événements

Après la reconstruction des trajectoires à partir des coordonnées fournies par les chambres et après les diverses coupures techniques, nous rejetons encore les événements incompatibles avec les hypothèses à ajuster

La sélection doit être aussi rigoureuse que possible, afin de minimiser le temps de calcul, mais évidemment sans perte de bons événements.

Nous vérifions en premier lieu le type de particule incidente et les paramètres du proton, puis nous recherchons les événements à trois traces sans neutre; pour cela nous considérons tous les déclenchements où de trois à sept traces sont observées dans les chambres placées avant l'aimant, traces en provenance de la même région de la cible que le proton, certaines de ces traces pouvant être dues à des événements accidentels.

Nous définissons ensuite un chi carré, avec les impulsions calculées si elles ne sont pas mesurées:

$$\chi^2 = \frac{p_3^2 \text{ part.} - p^2 \text{ reste}}{\sigma^2}$$

Nous sélectionnons la meilleure combinaison et vérifions la conservation de charge. Une coupure très large est imposée sur le chi carré.

Moins de 1% des événements présentent deux combinaisons de probabilités comparables; nous sélectionnons alors la plus probable.

Notons que deux impulsions au moins doivent être mesurées; nous rejetons donc les événements à une contrainte en l'absence de neutres, ceci à cause des problèmes supplémentaires introduits par la méconnaissance des charges.

Cette procédure ne s'applique que lorsque nous sélectionnons des événements sans neutres; sinon, nous abandonnons le critère de chi carré et réclamons exactement trois traces d'impulsion connue passant près du vertex du proton et aucune trace non mesurée proche de ce même vertex.

Cette procédure ne s'applique qu'en l'absence de particules neutres; sinon, nous abandonnons le critère de chi carré et réclamons exactement trois traces d'impulsion connue passant près du vertex du Jacobien et aucune trace non mesurée proche de ce même vertex.

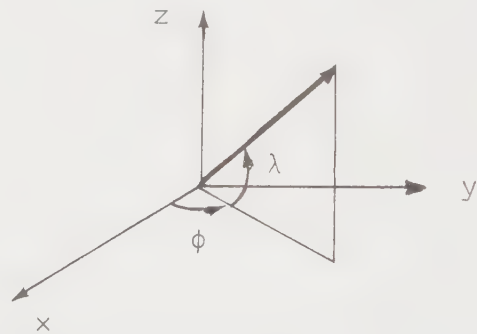
2. L'ajustement cinématique

Nous employons les variables suivantes:

$$\frac{1}{p_i} > 0$$

$$\lambda_i \quad -\frac{\pi}{2} \text{ à } \frac{\pi}{2}$$

$$\phi_i \quad 0 \text{ à } 2\pi$$



Toutes les particules sont considérées comme sortantes. Les contraintes sont la conservation de l'énergie et de l'impulsion. Nous avons donc:

$\sum_i \vec{p}_i = \vec{0}$; $\sum_i \pm E_i = 0$. Somme sur toutes les particules, vues ou non. Nous pouvons réécrire ces équations sous la forme

$$\sum_i p_i^k = 0 \quad k = 1 \text{ à } 4$$

En fait, les grandeurs mesurées $\{x_i\} \equiv x$ donnent

$$\sum_i p_i^k(x) = F^k(x) \quad k = 1 \text{ à } 4$$

et nous cherchons le vecteur de correction c tel que

$$F(x+c) = 0$$

Si c est petit, nous écrivons

$$F(x+c) \approx F(x) + c \frac{\partial F}{\partial \vec{x}} = F(x) + Bc = 0$$

d'autre part

$$\chi^2 = c^T G c + 2 \alpha^T F(x+c) \text{ doit être minimum}$$

α est un ensemble de multiplicateurs de Lagrange et G la matrice des poids.

Nous obtenons

$$\left[\frac{\partial \chi^2}{\partial c} \right]^T = 2 G c + 2 B^T \alpha = 0$$

Nous réécrivons le système d'équations sous la forme

$$\begin{bmatrix} G & B^T \\ B & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c \\ \alpha \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ -F(x) \end{bmatrix}$$

Les inconnues sont c et α . Nous résolvons par approximations successives. Pour plus de détails, voir références 9 et 20.

Nous procédons comme suit:

- a) L'événement satisfait-il à la conservation de l'impulsion? Dans la négative, nous passons directement au point d). Dans l'affirmative, nous cherchons à satisfaire en outre à la conservation de l'énergie, en postulant successivement les réactions:

b) $k^- p \rightarrow p k^- k^+ k^-$

c) $k^- p \rightarrow p k^- \pi^+ \pi^-$ et l'hypothèse résultant de l'échange du π^- et du k^- (rappelons que, vers l'avant, le système ne distingue pas les π des k).

d) La conservation de l'énergie et de l'impulsion peuvent-elles être vérifiées pour $k^- p \rightarrow p k^- \pi^+ \pi^- \pi^0$ (avec la même remarque que sous c))?

En comparant les résultats de ces différents essais, nous pouvons estimer la contamination et les ambiguïtés de notre échantillon.

Les erreurs calculées à partir des estimations expérimentales doivent être introduites dans l'ajustement cinématique pour limiter les variations permises. On peut vérifier la validité des estimations grâce aux quantités appelées "Pulls":

$$\frac{x_{\text{mes}} - x_{\text{fit}}}{\sqrt{\sigma_{x_{\text{mes}}}^2 - \sigma_{x_{\text{fit}}}^2}}$$

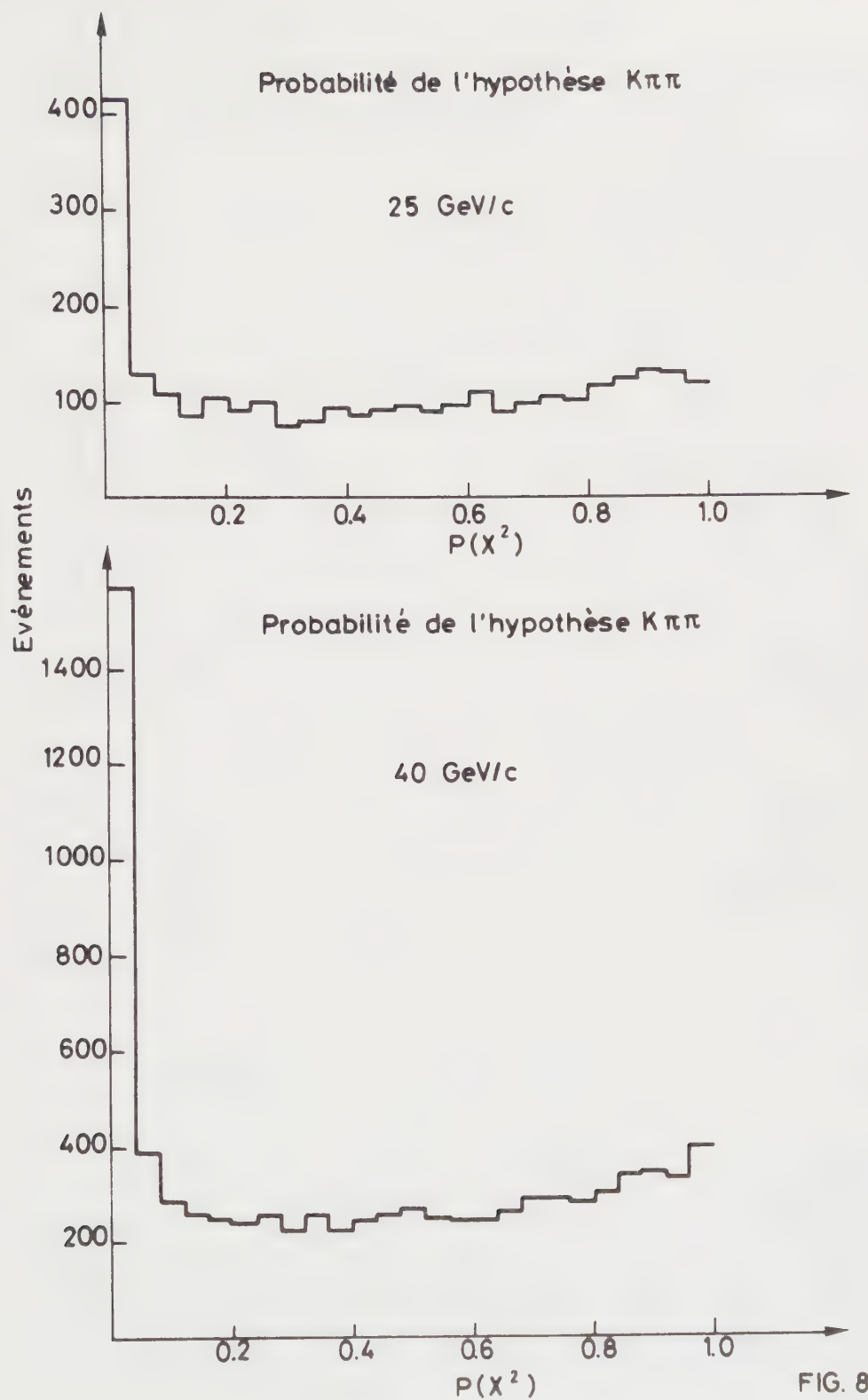
qui doivent être distribuées normalement, de moyenne zéro et de σ^2 unité.

Le signe moins au dénominateur provient de la corrélation entre x_{mes} et x_{fit} .

Nous avons vérifié par cette méthode dans la réaction $k^- p \rightarrow p k^- \pi^+ \pi^-$ que nos erreurs étaient raisonnables.

Nous acceptons une hypothèse sans π^0 si $p(\chi^2) > 2\%$ (ambiguïté permise). La figure 8 montre $p(\chi^2)$ pour le cas c).

Les événements avec π^0 doivent avoir $p(\chi^2) > 5\%$ et ne pas vérifier a).



La matrice d'erreurs nous donne la résolution en masse $k\pi\pi$ (voir figure 9).

Les résultats de la sélection et de l'ajustement cinématique sont résumés dans le tableau suivant

	40 GeV/c	25 GeV/c
événements avant sélection	369804	174240
sélectionnés	10758	3854
kkk (3 et 4 contraintes)	398	79
$k\pi\pi\pi^0$ (1 contrainte)	2273	276
$k\pi\pi$ (3 et 4 contraintes)	7118	2585

Dans la réaction $k^-p \rightarrow pk^-\pi^+\pi^-$, nous avons à 40 GeV/c à peu près autant d'événements à trois contraintes qu'à quatre, tandis qu'à 25 GeV/c, environ 70% des événements sont à trois contraintes.

3. Contamination de l'échantillon

Il existe des événements satisfaisant à des hypothèses de nature différente avec des probabilités comparables. Considérons l'hypothèse la plus probable et regardons s'il en existe une seconde à probabilité supérieure à 1/3 de la première, et de nature différente. Nous obtenons (à 40 GeV/c):

- .($k\pi\pi + k\pi\pi\pi^0$) dans kkk 3%
- .(kkk + $k\pi\pi\pi^0$) dans $k\pi\pi$ 0.2%
- .($k\pi\pi + kkk$) dans $k\pi\pi\pi^0$ 13%

Résolution en masse effective $M(K\pi\pi)$

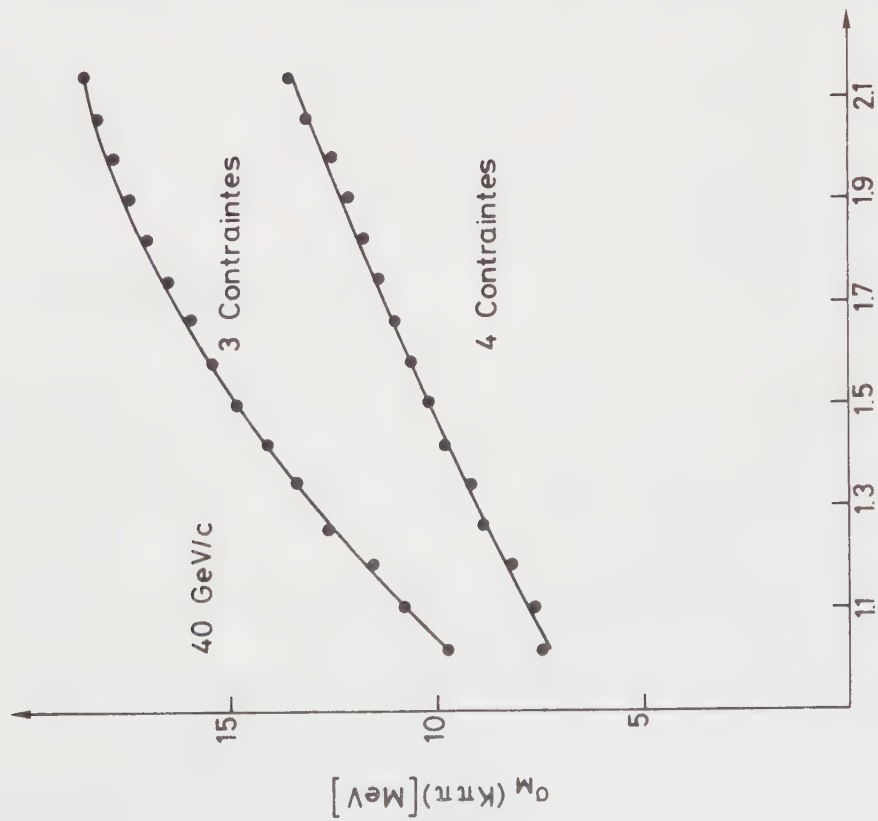


FIG. 9a

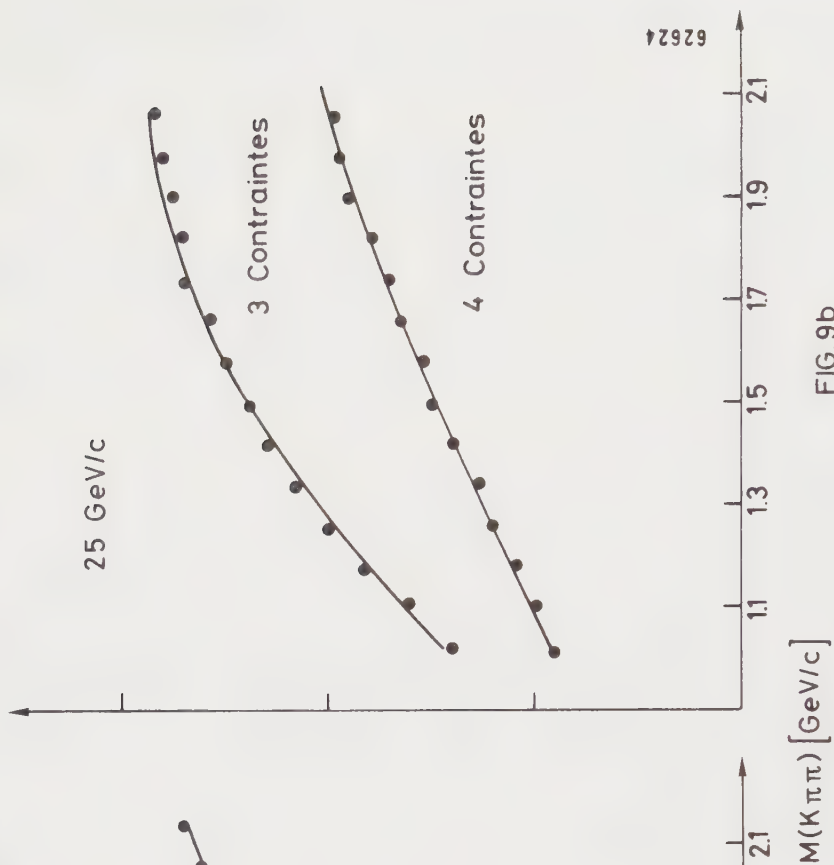


FIG. 9b

Pour estimer la pureté de notre échantillon nous procédons ainsi:

Nous sélectionnons les événements satisfaisant l'hypothèse a) et calculons le bilan d'énergie:

$$\epsilon_1 = E_{1k} + E_{2\pi} + E_{3\pi} + E_p - E_1 - m_2$$

pour les événements $kp \rightarrow pk\pi\pi$ et pour les autres. Nous trouvons que la contamination du canal $kp \rightarrow pk\pi\pi$ par d'autres réactions à quatre corps est inférieure à 1,5% (voir figure 10).

Considérons maintenant $p_{\text{transverse}}^2$ manquant (non ajusté) pour les événements $kp \rightarrow pk\pi\pi$ d'une part, et pour ceux qui ne satisfont pas cette hypothèse d'autre part, en nous limitant évidemment aux événements dont les trois impulsions sont mesurées. En prolongeant vers zéro la distribution de p_{T}^2 pour ce second cas, nous trouvons une contamination inférieure à 5% par des réactions avec particules neutres (voir figure 11).

4. Les ambiguïtés

Le système expérimental ne permet pas de déterminer la nature des particules sortantes (proton excepté), mais seulement les trajectoires et éventuellement les impulsions.

Par exemple, dans la réaction $k^-p \rightarrow pk^-\pi^+\pi^-$, en supposant les charges connues, nous devons essayer deux hypothèses:

$$k^-\pi^+\pi^- \quad \text{et} \quad \pi^-\pi^+k^-$$

Si une seule charge est mesurée et si elle est négative, on

Bilan d'énergie avec conservation d'impulsion $K^- p \rightarrow p-3$ particules

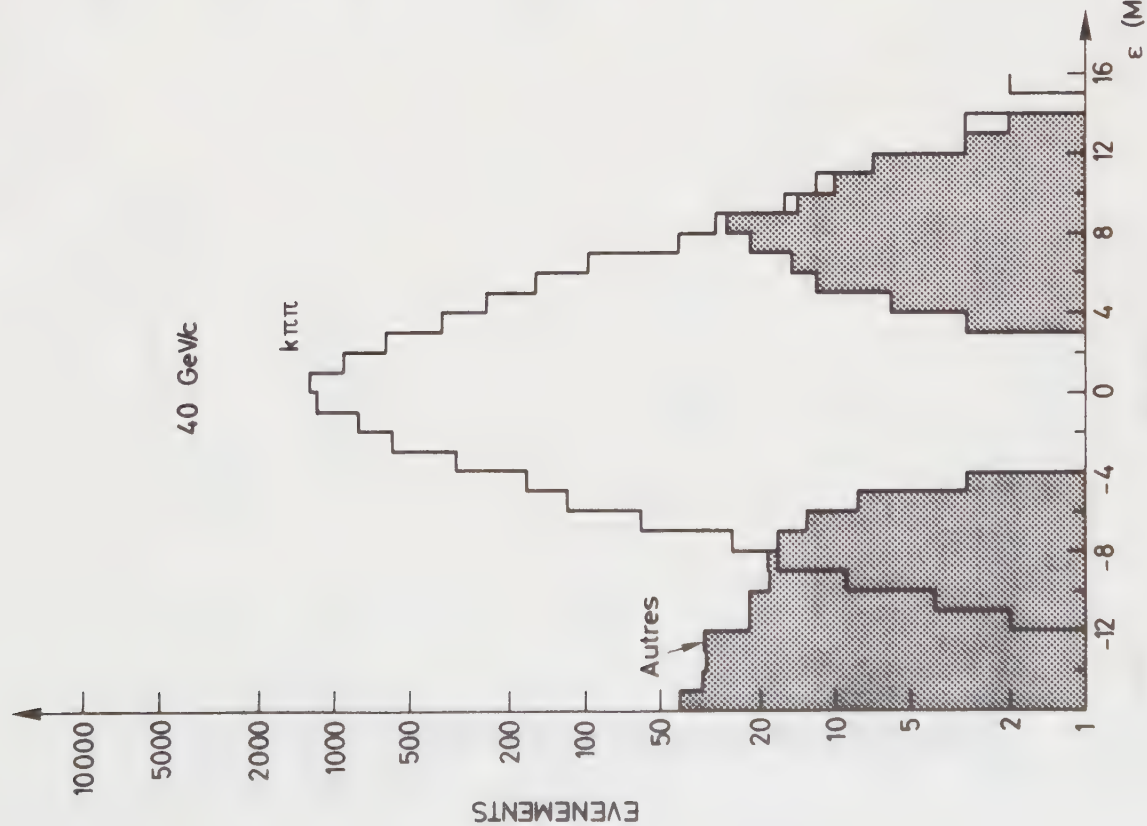


FIG 10a

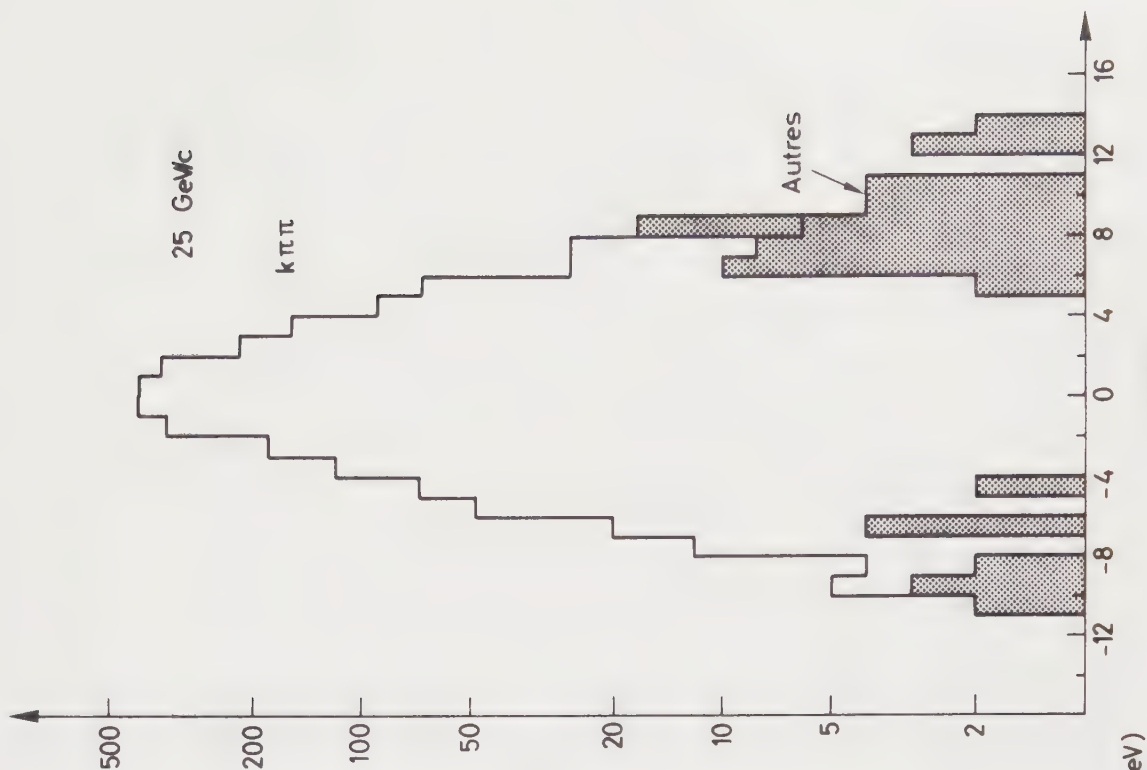


FIG 10b

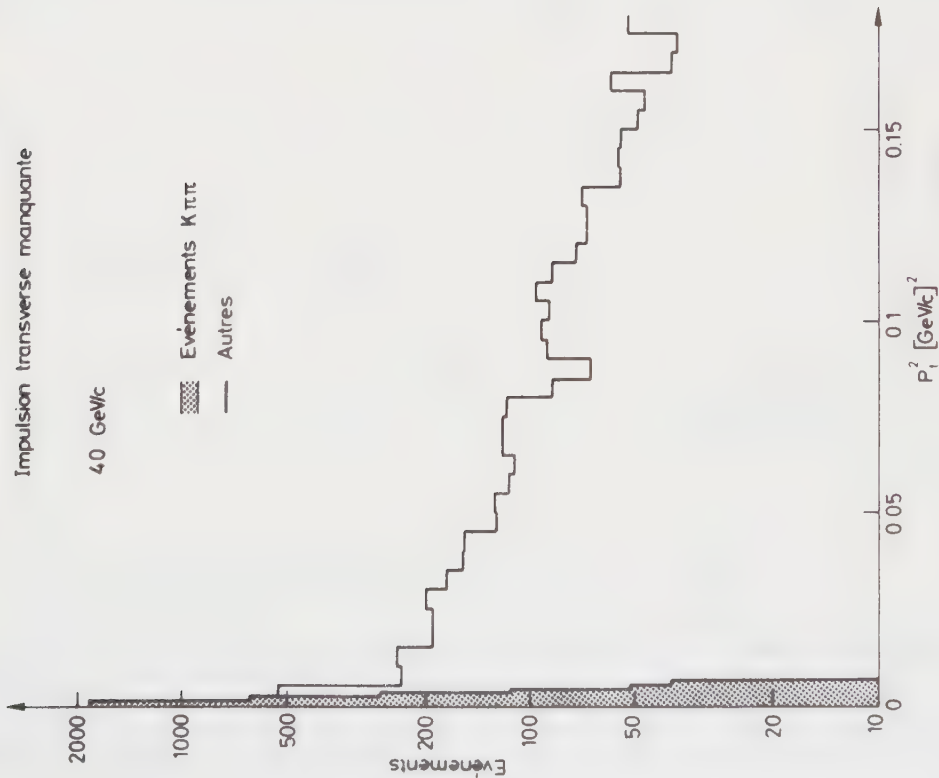


FIG. 11

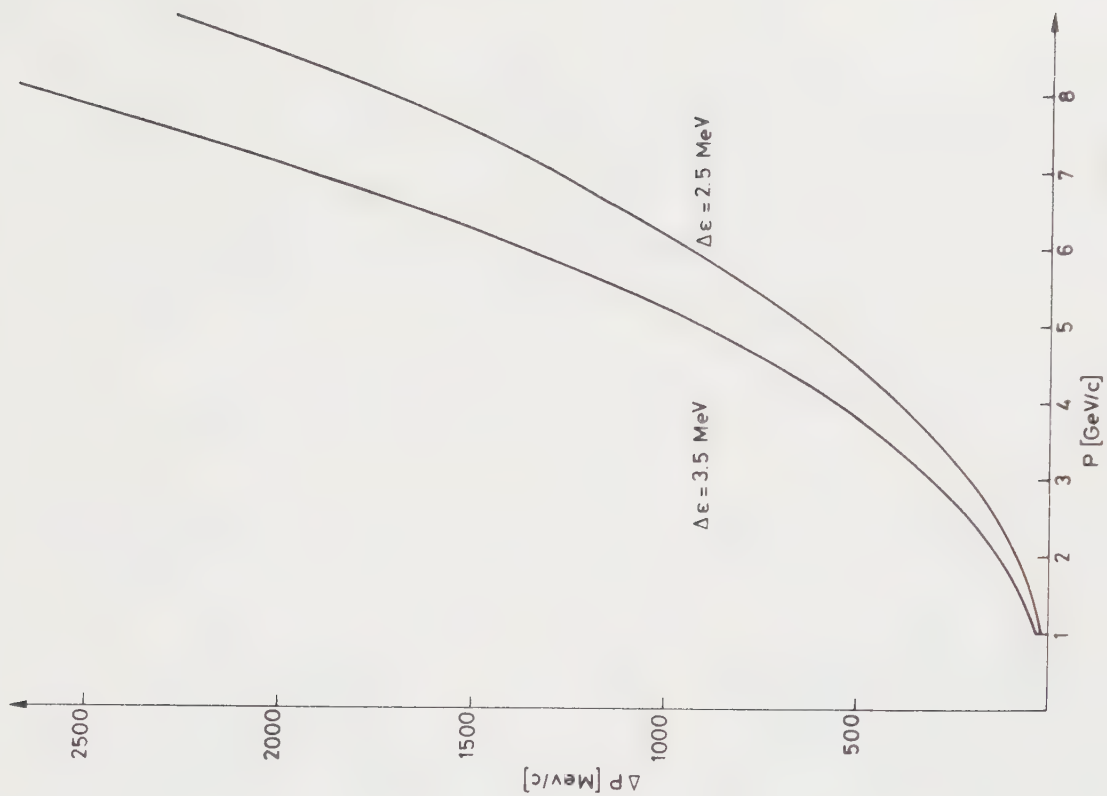


FIG. 12

introduit une complication supplémentaire, c'est pourquoi nous demandons au moins deux particules d'impulsions mesurées.

Considérons les événements satisfaisant deux hypothèses de même nature avec des probabilités comparables (la probabilité la plus basse est supérieure à 1/3 de l'autre, elle-même plus grande que 1%). Avec ce critère, 56% des événements $k\pi\pi$ et 39% des $k\pi\pi^0$ sont ambigus.

En fait, il est possible de définir plus rigoureusement ce qu'est un événement ambigu.

Calculons comme auparavant le bilan d'énergie ϵ pour les deux hypothèses $k\pi\pi$ et $\pi k\pi$:

$$\begin{aligned}\Delta\epsilon &= \epsilon_2 - \epsilon_1 = (m_k^2 - m_\pi^2) \left[\frac{1}{E_{2k} + E_{2\pi}} - \frac{1}{E_{1k} + E_{1\pi}} \right] \\ &\approx \left(\frac{m_k^2 - m_\pi^2}{2} \right) \left[\frac{1}{p_2} - \frac{1}{p_1} \right]\end{aligned}$$

posons $p_1 = p_2 + \Delta p$ et $c = \frac{2 \Delta\epsilon}{m_k^2 - m_\pi^2}$

ce qui donne $\Delta p \approx \frac{cp_2^2}{1 - cp_2}$ (figure 12).

La bonne hypothèse correspond à $\epsilon = 0$, aux erreurs près. Un événement est ambigu si $\Delta\epsilon$ est comparable à l'erreur sur ϵ .

La figure 13 permet de comparer ϵ_1 et ϵ_2 .

En employant les événements non ambigus ($\Delta\epsilon > 10$ MeV), nous déterminons l'erreur sur ϵ (figure 14), puis nous utilisons cette erreur pour définir le taux d'ambiguïtés en fonction du transfert d'impulsion (figure 15) et de la masse manquante au proton (figure 16).

$$K^- p \rightarrow p K^- \pi^+ \pi^-$$

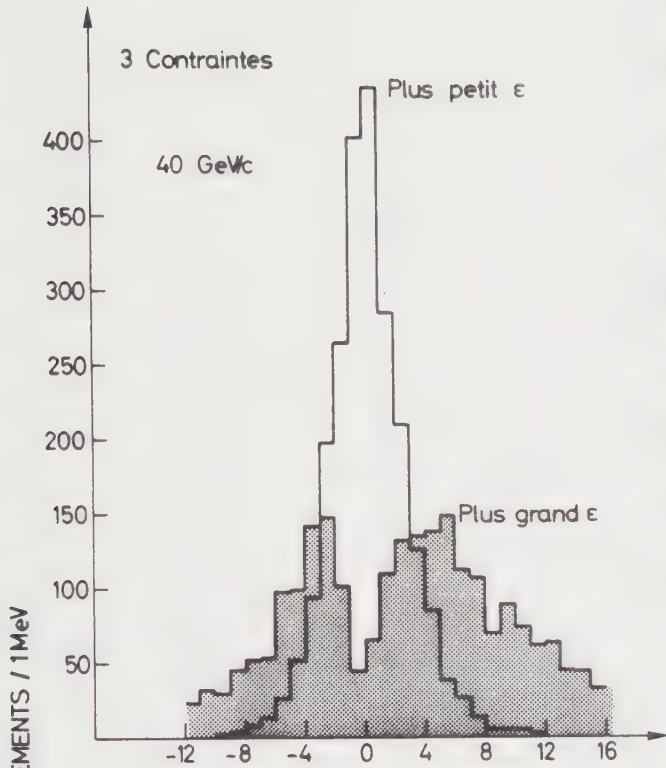


FIG.13 a

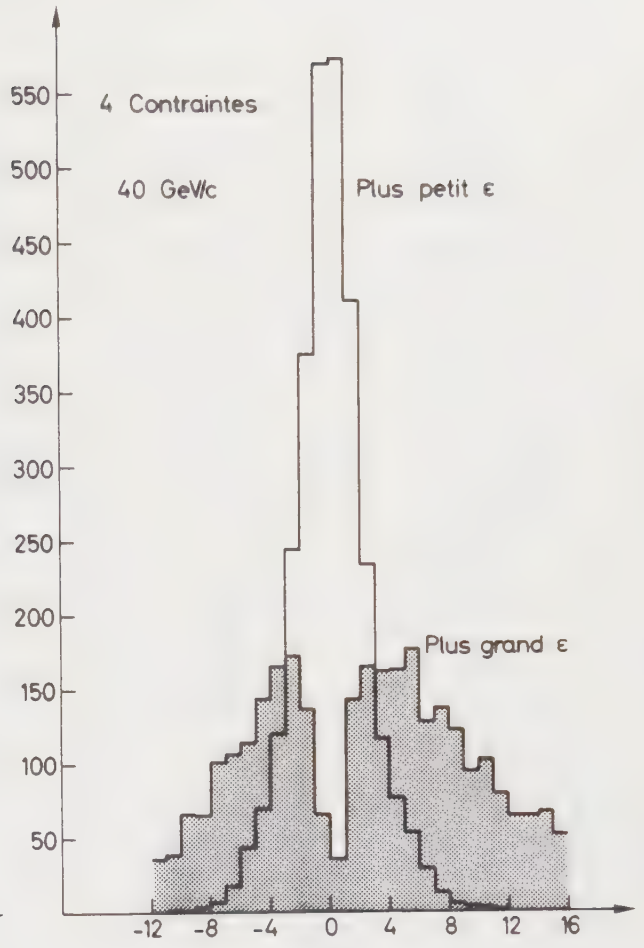


FIG.13 b

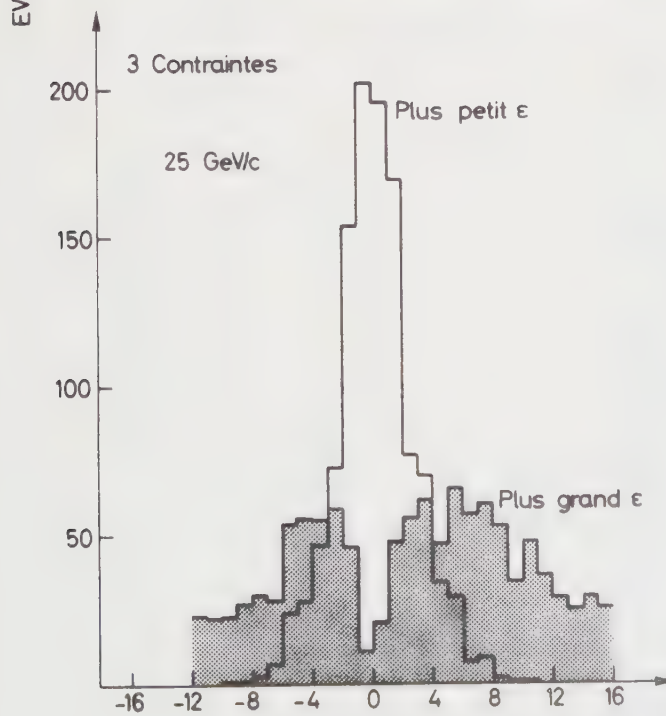


FIG.13 c

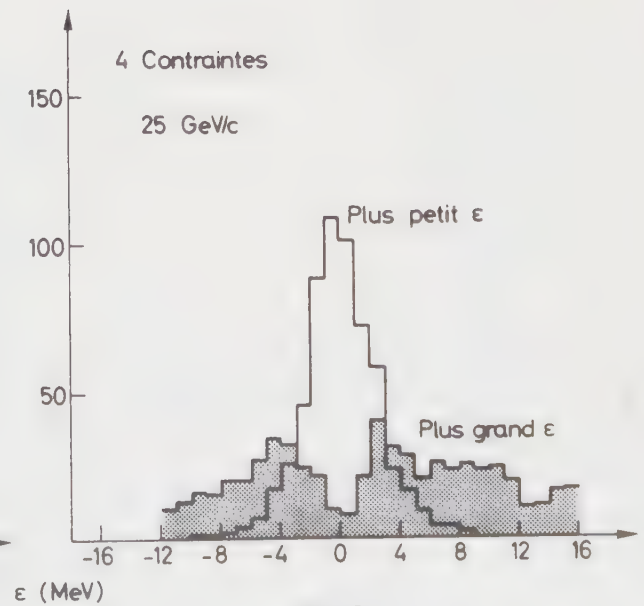
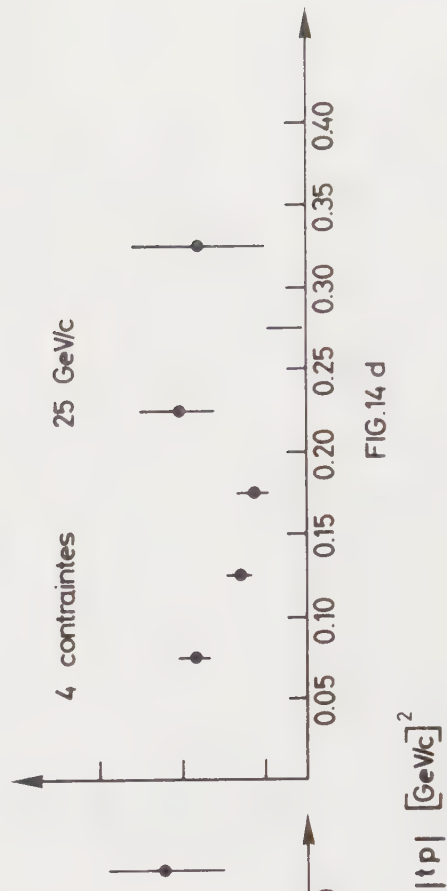
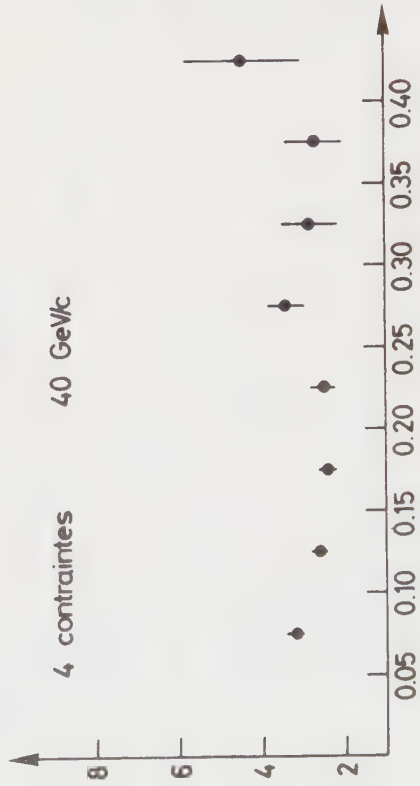
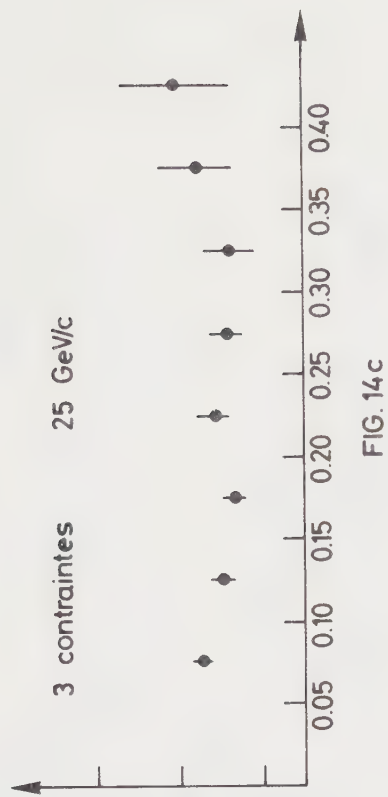
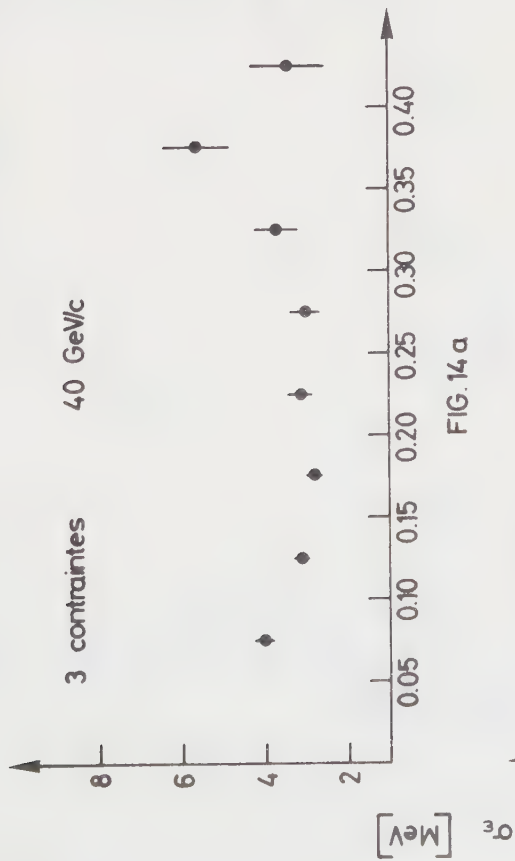
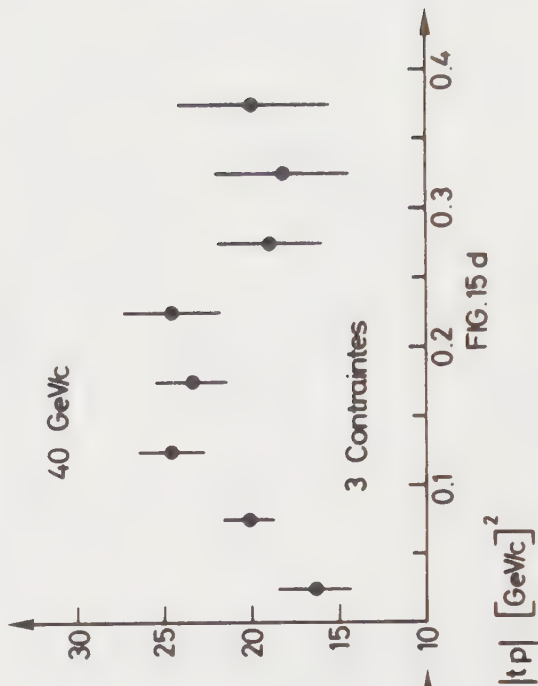
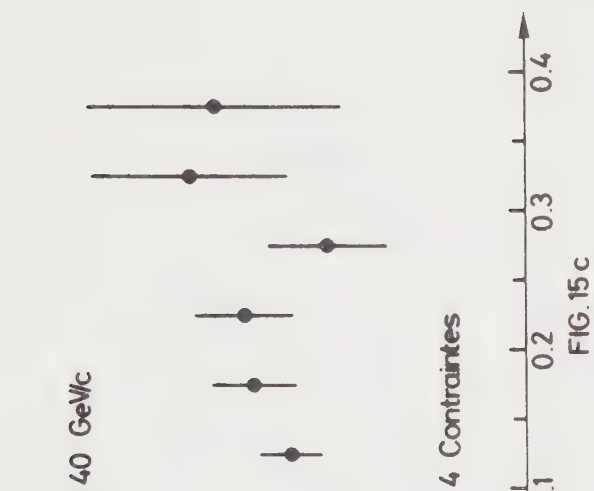
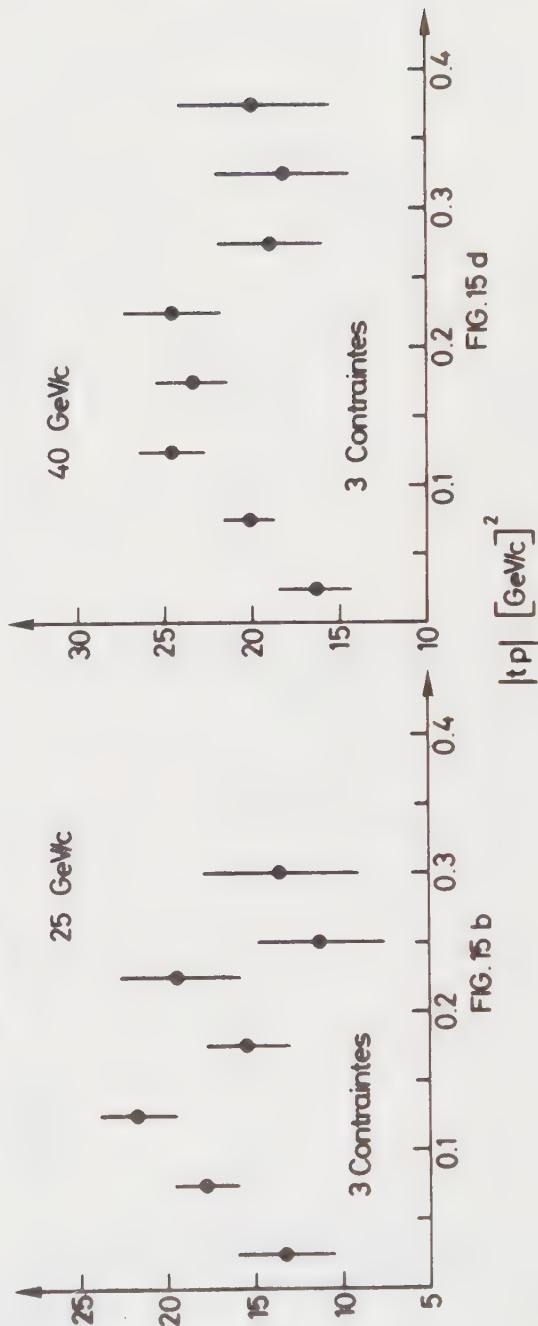
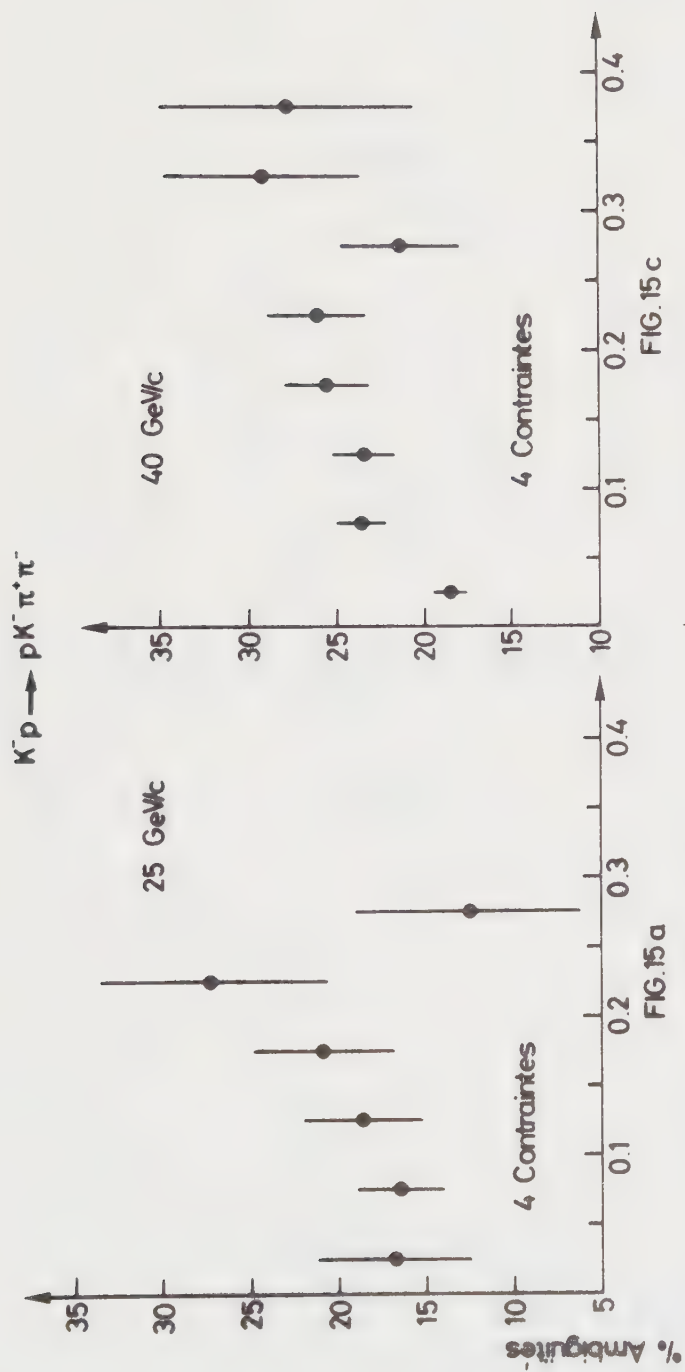


FIG.13 d

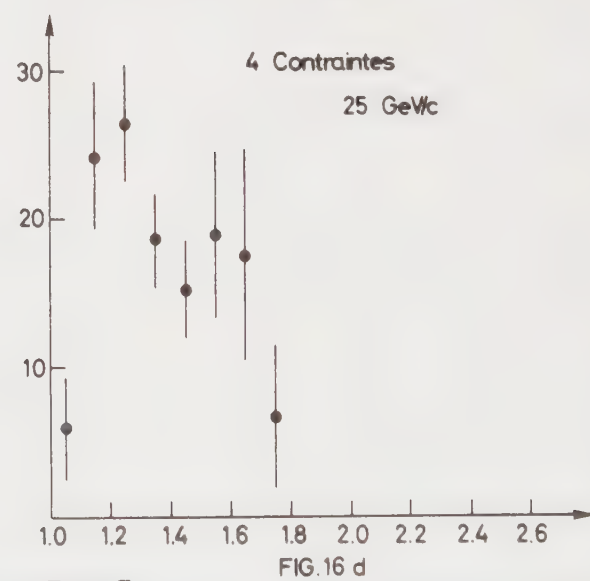
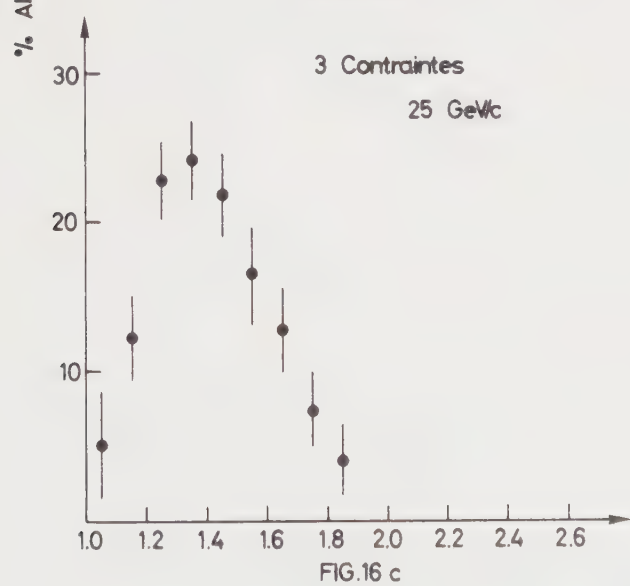
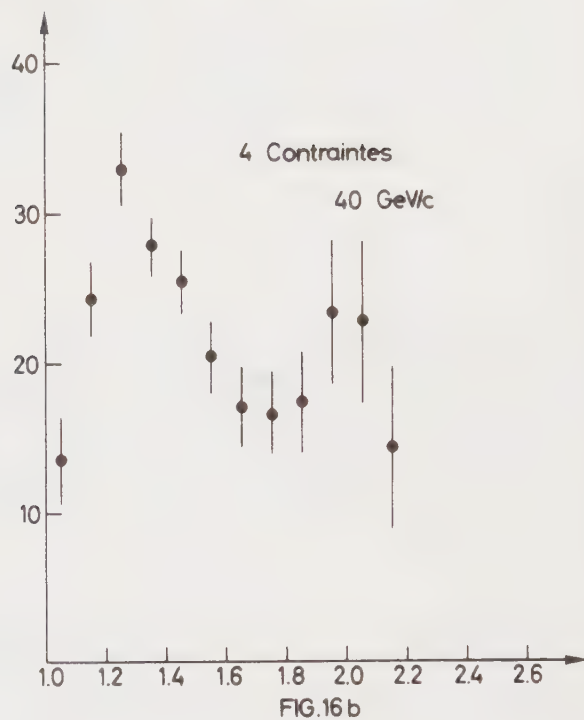
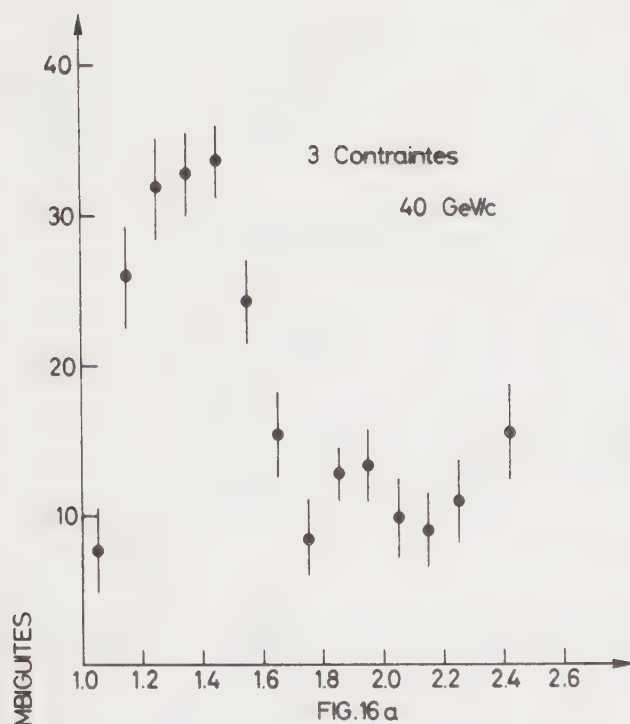
σ pour le plus petit ϵ

$K^-p \rightarrow p K^- \pi^+ \pi^-$ Evénements non ambigus





$K^- p \rightarrow p K^- \pi^+ \pi^-$



MM (p) [GeV/c²]

Chapitre VI

QUELQUES RESULTATS

Les spectres présentés dans ce chapitre ne sont pas corrigés pour l'acceptance du système. Les courbes d'acceptance de la réaction $kp \rightarrow p\bar{k}\pi$ figurent au chapitre VIII

1. Masse manquante

Mis à part le pic élastique (atténué artificiellement), nous observons une forte accumulation d'événements dans la région 1.2 à 2.2 $(\text{GeV}/c^2)^2$, (figures 17 et 18), ce qui nous a conduit à étudier des canaux complètement identifiés.

2. La réaction $k^-p \rightarrow p\bar{k}^+k^-$

Nous observons un pic dans la région du ϕ en k^+k^- , avec les paramètres suivants:

	25 GeV/c	40 GeV/c	Table
$M_\phi (\text{MeV}/c^2)$	1019.4 ± 1.2	1020.2 ± 0.5	1019.6 ± 0.3
$\Gamma_\phi (\text{MeV}/c^2)$	4.0 ± 2.0	4.7 ± 1.7	4.2 ± 0.2

Nous ajustons une Breit-Wigner combinée à une Gaussienne donnant la résolution. Les figures 19 et 20 montrent les principaux spectres de masse.

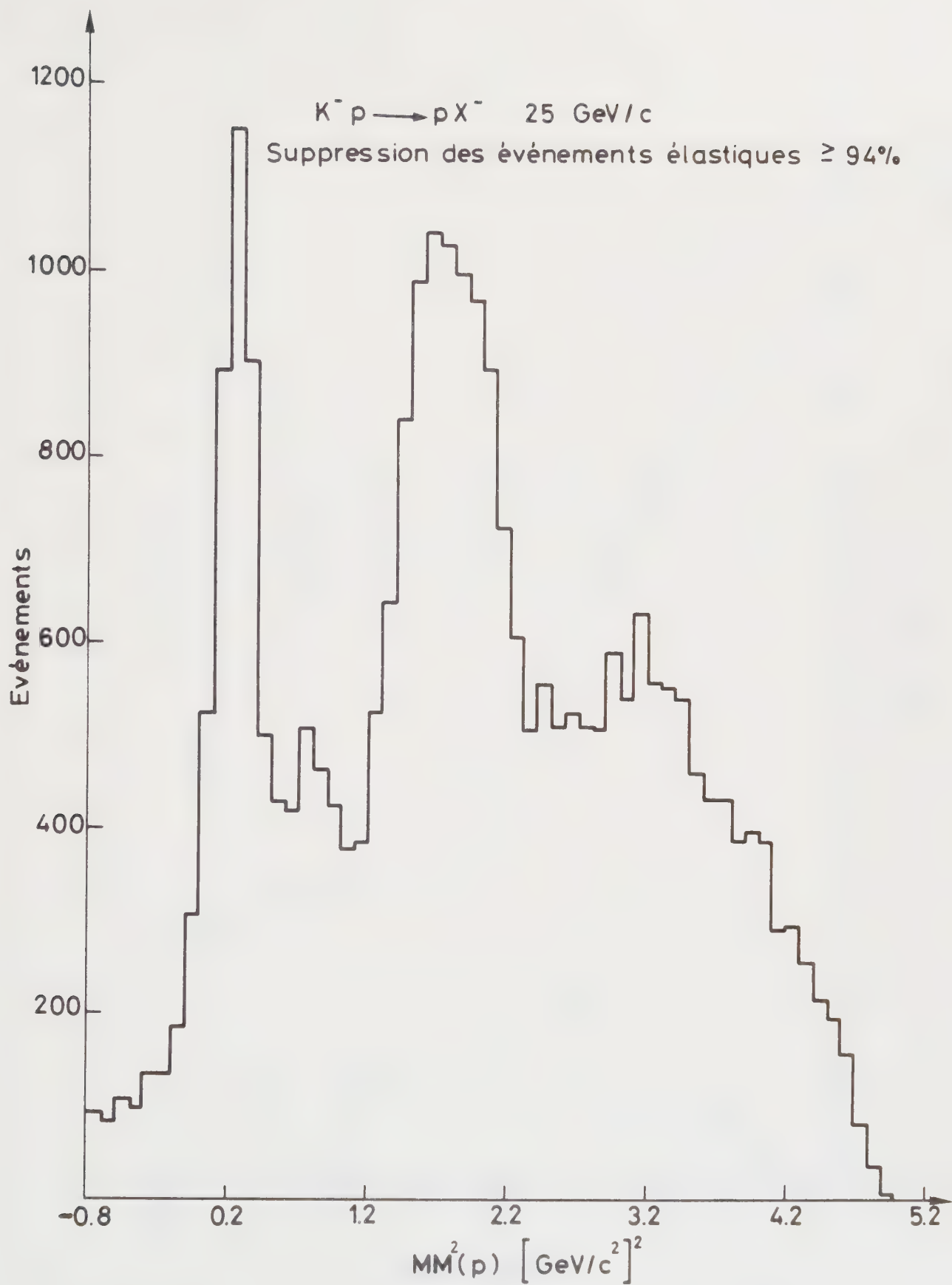


FIG.17

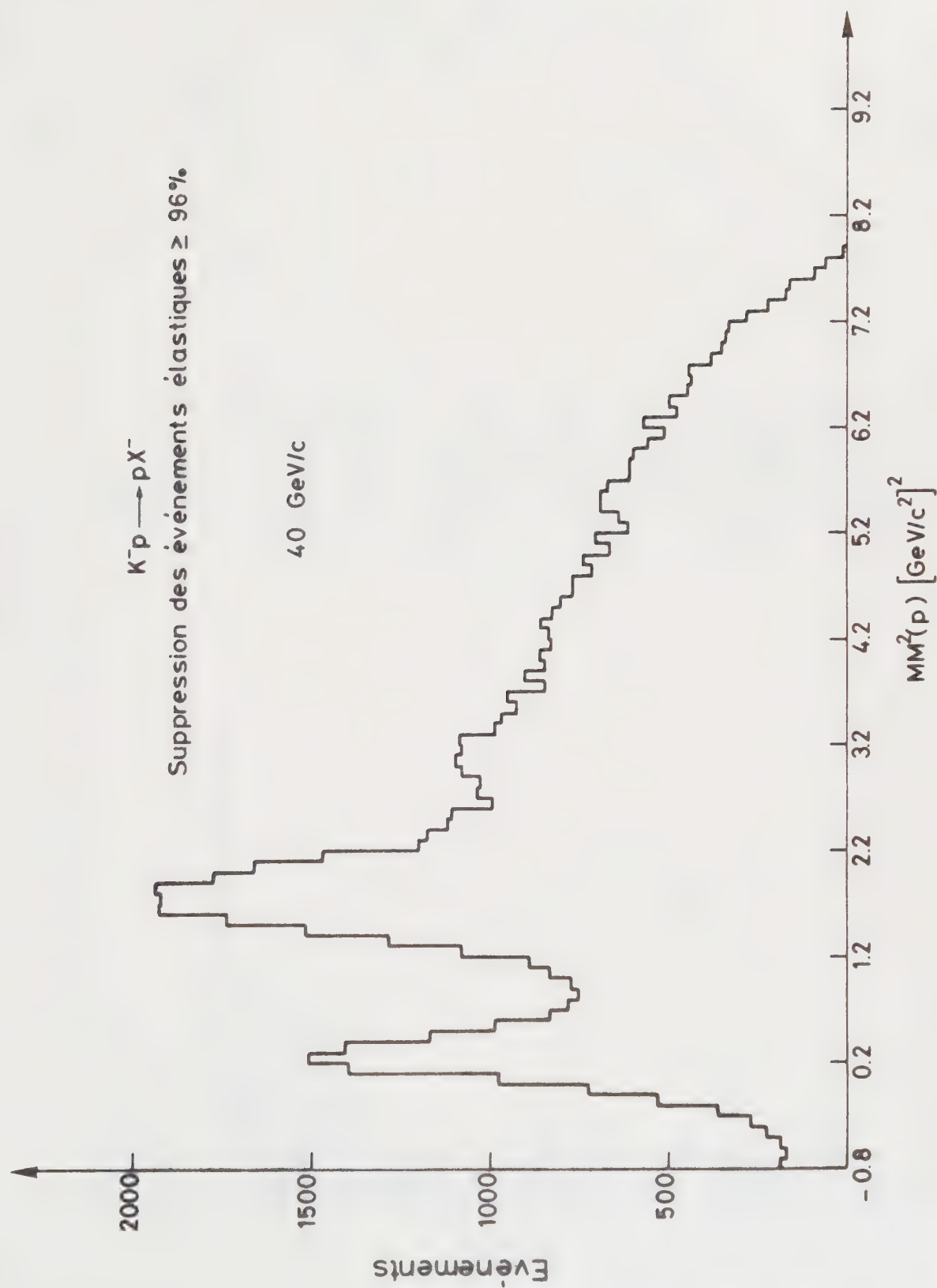
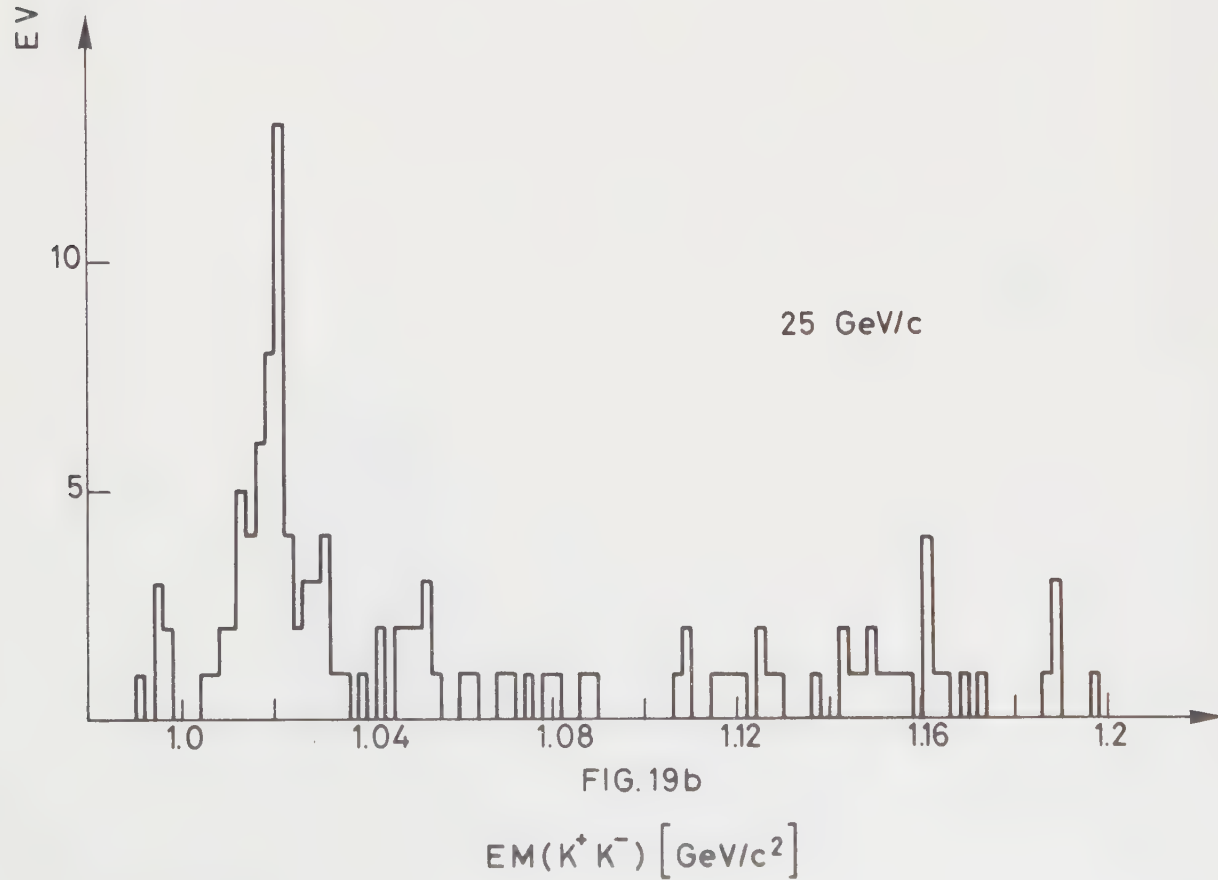
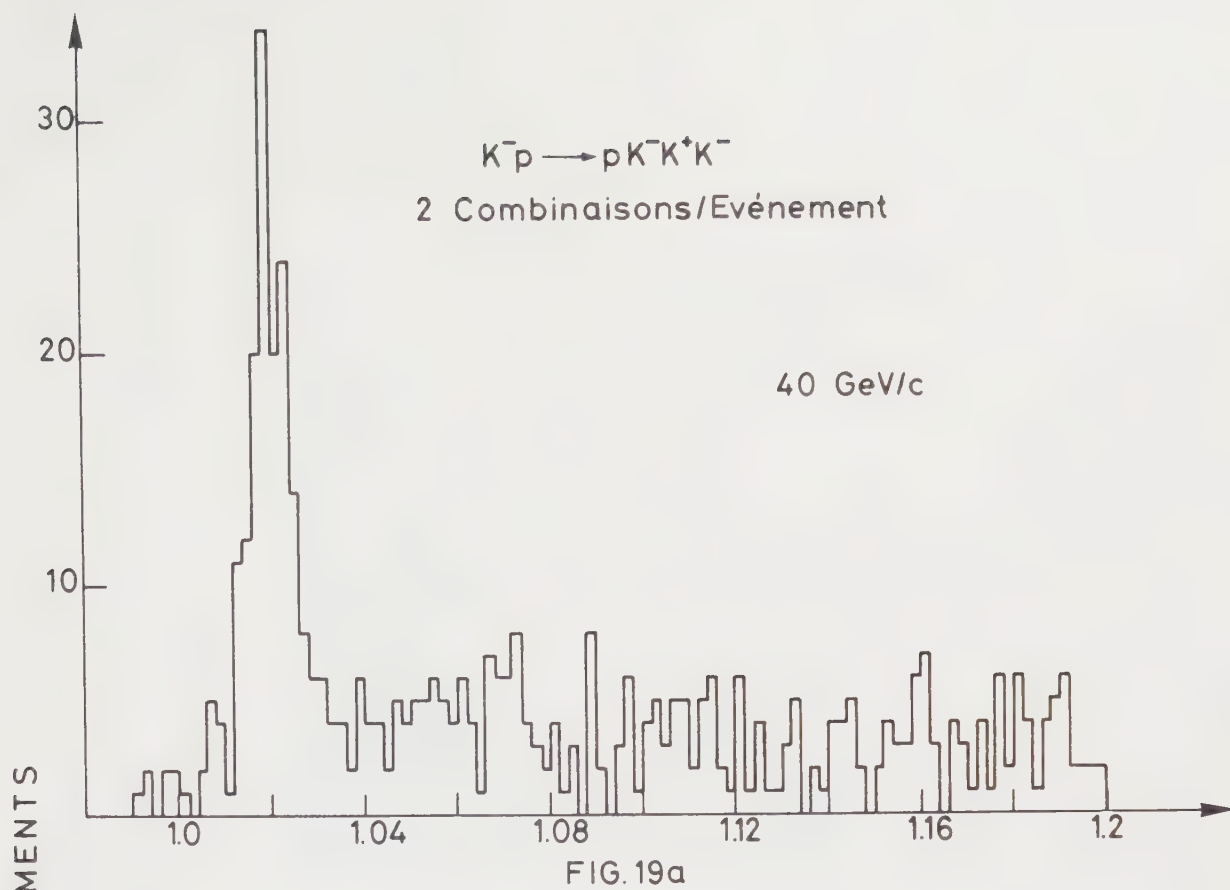
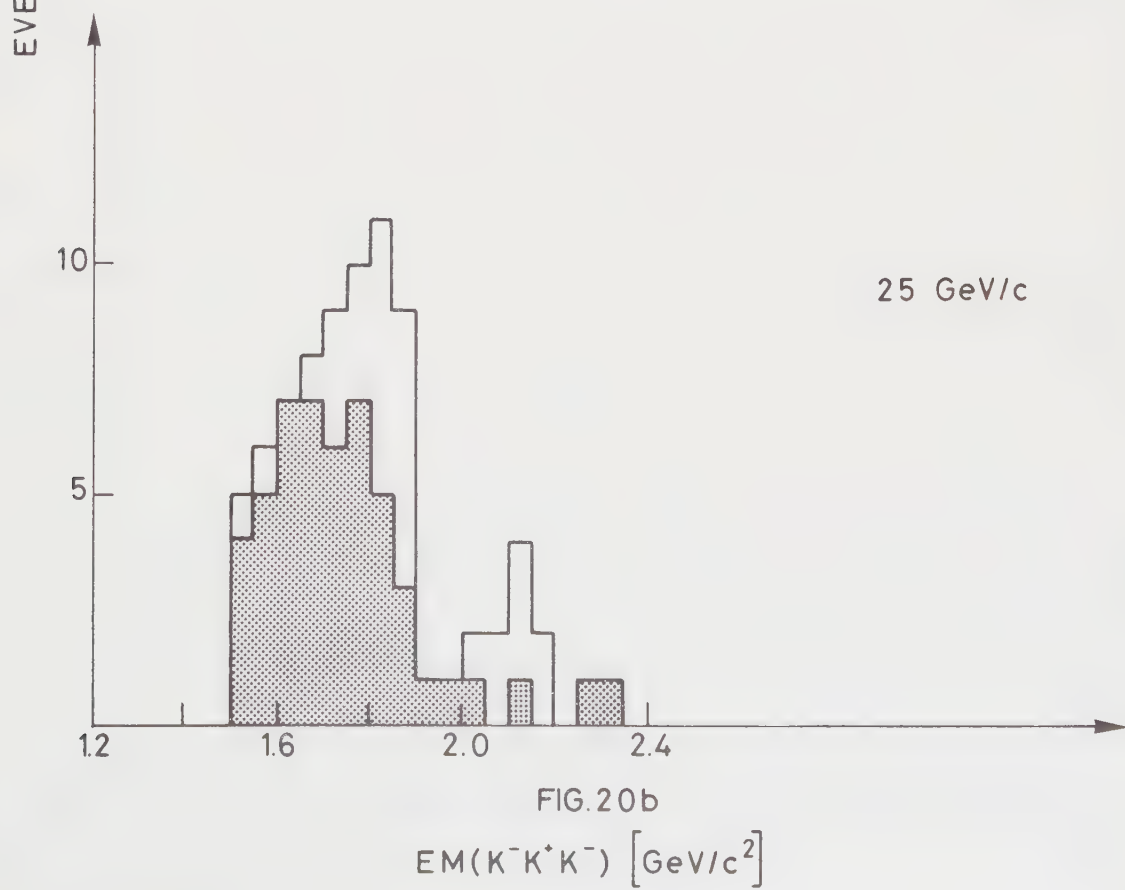
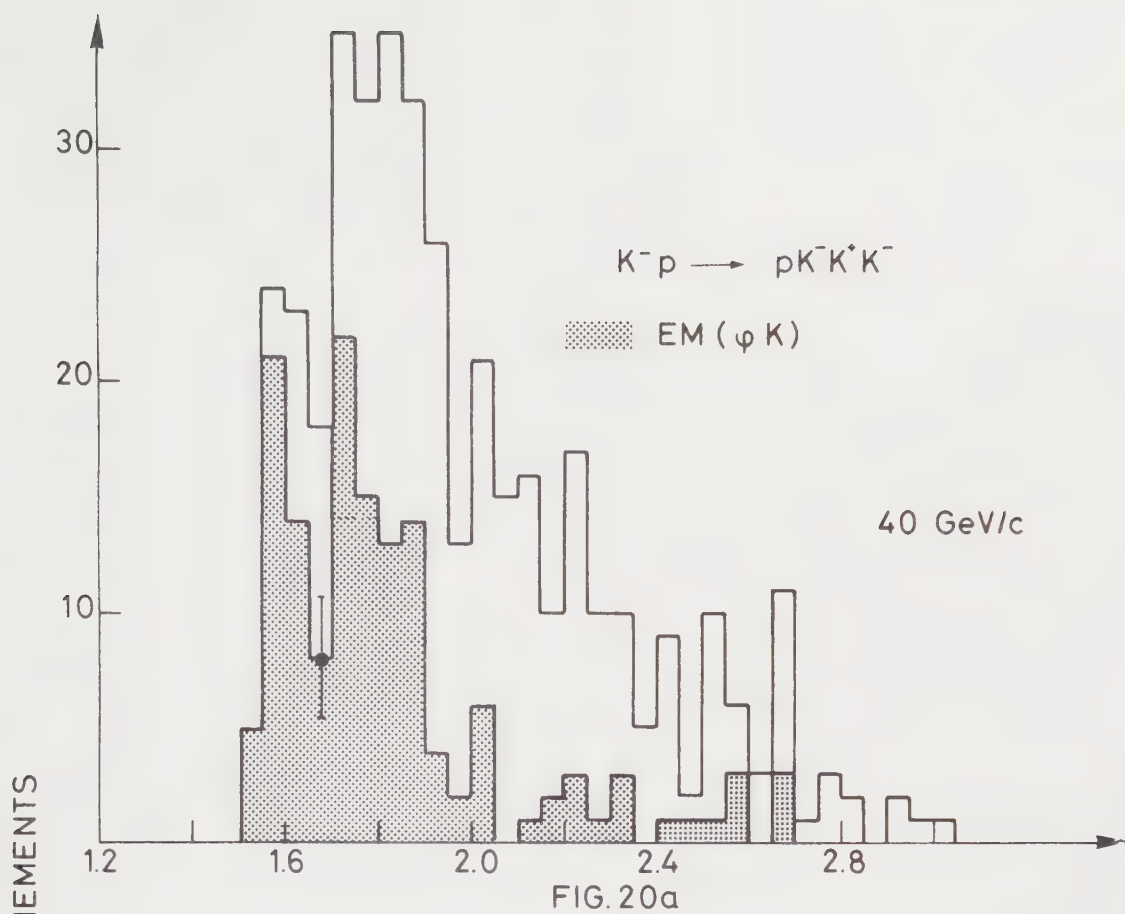


FIG.18





3. La réaction $k^-p \rightarrow pk^- \pi^+ \pi^- \pi^0$

Un pic est visible dans la région du ω en $\pi^+ \pi^- \pi^0$, avec les paramètres:

	25 GeV/c	40 GeV/c	Table	Table
$M\omega(\text{MeV}/c^2)$	779.6 ± 2.2	781.1 ± 2.1	$783.9 \pm .3$	$780.6 \pm .5$
$\Gamma\omega(\text{MeV}/c^2)$	11.2 ± 2.3	8.9 ± 1.2	$10. \pm .6$	

En outre, nous voyons un peu de $k_{890}^* \rightarrow k^- \pi^+$. Les figures 21, 22 et 23 montrent les résultats principaux.

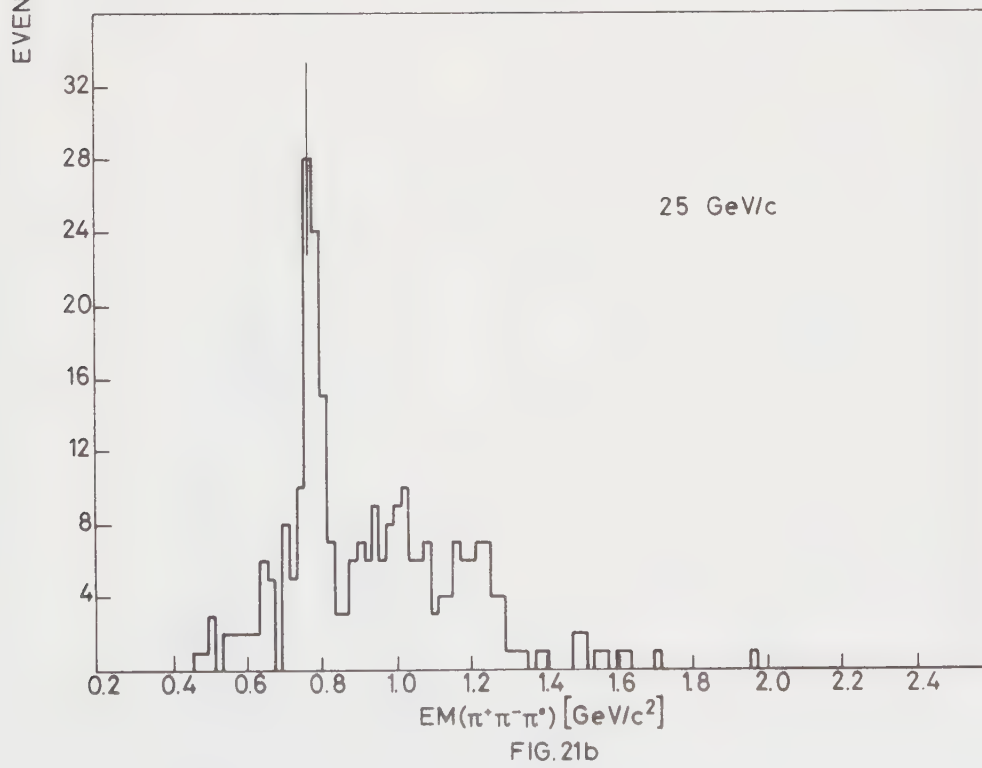
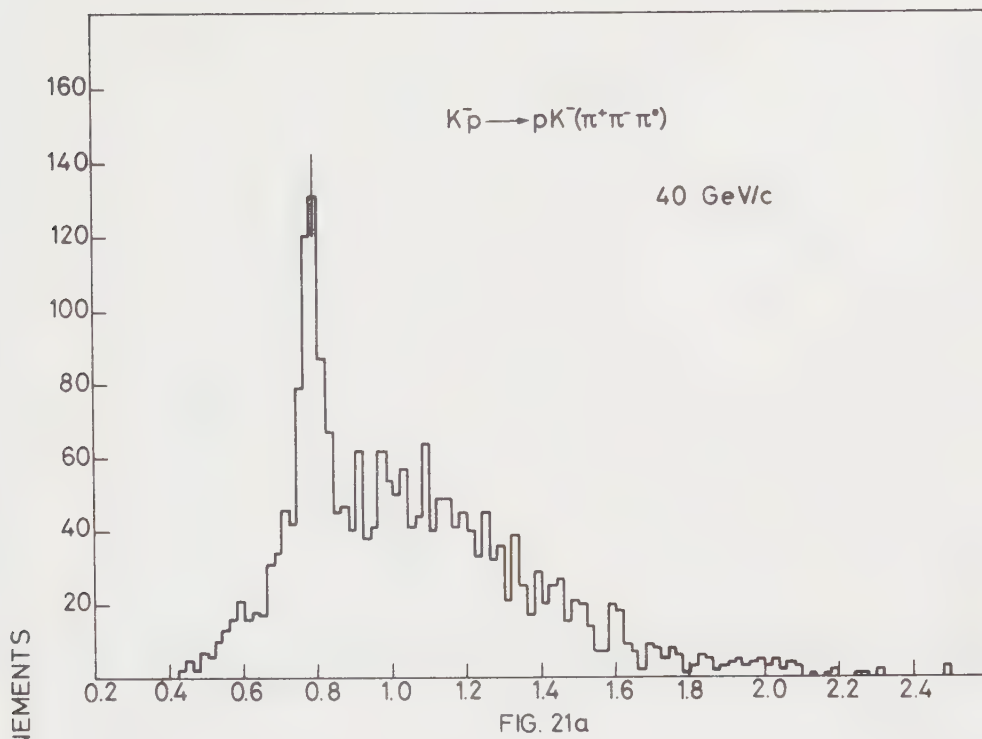
Il est évident que ces réactions mériteraient une étude plus complète; cependant, une telle étude n'entre pas dans le cadre de cette thèse et nous ne présentons ces résultats qu'à titre d'illustration des possibilités du système et pour prouver son bon fonctionnement.

4. La réaction $k^-p \rightarrow pk^- \pi^+ \pi^-$

Nous observons des pics dans les régions correspondant au Q et au L (fig. 24). En comparant les masses effectives $\pi^+ \pi^-$ et $\pi^+ k^-$, nous voyons que la région du Q est surtout associée au K_{890}^* et peu au ρ (fig. 25 et 26).

Le pic observé en $\pi^+ \pi^-$ est lié à celui en $\pi^+ k^-$ à cause de l'ambiguïté $k^- \pi^-$. En tout cas, le canal $Q \rightarrow K_{890}^* \pi$ est dominant, ce qui justifie le choix de la méthode d'analyse en spin-parité (voir chapitre VII).

En outre, il y a production de K_{420}^* en $k^- \pi^+$. L'absence de résonance dans le système $p\pi$ vient de ce que notre appareillage



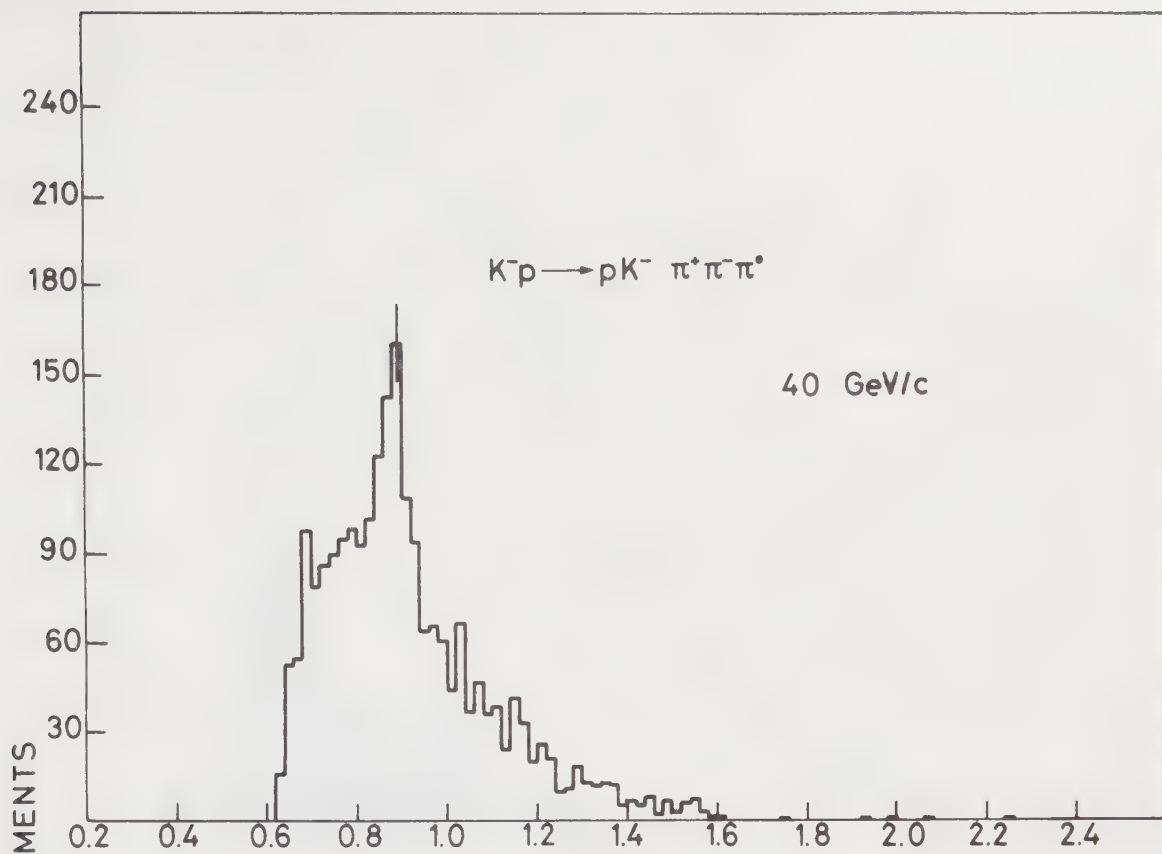


FIG. 22a

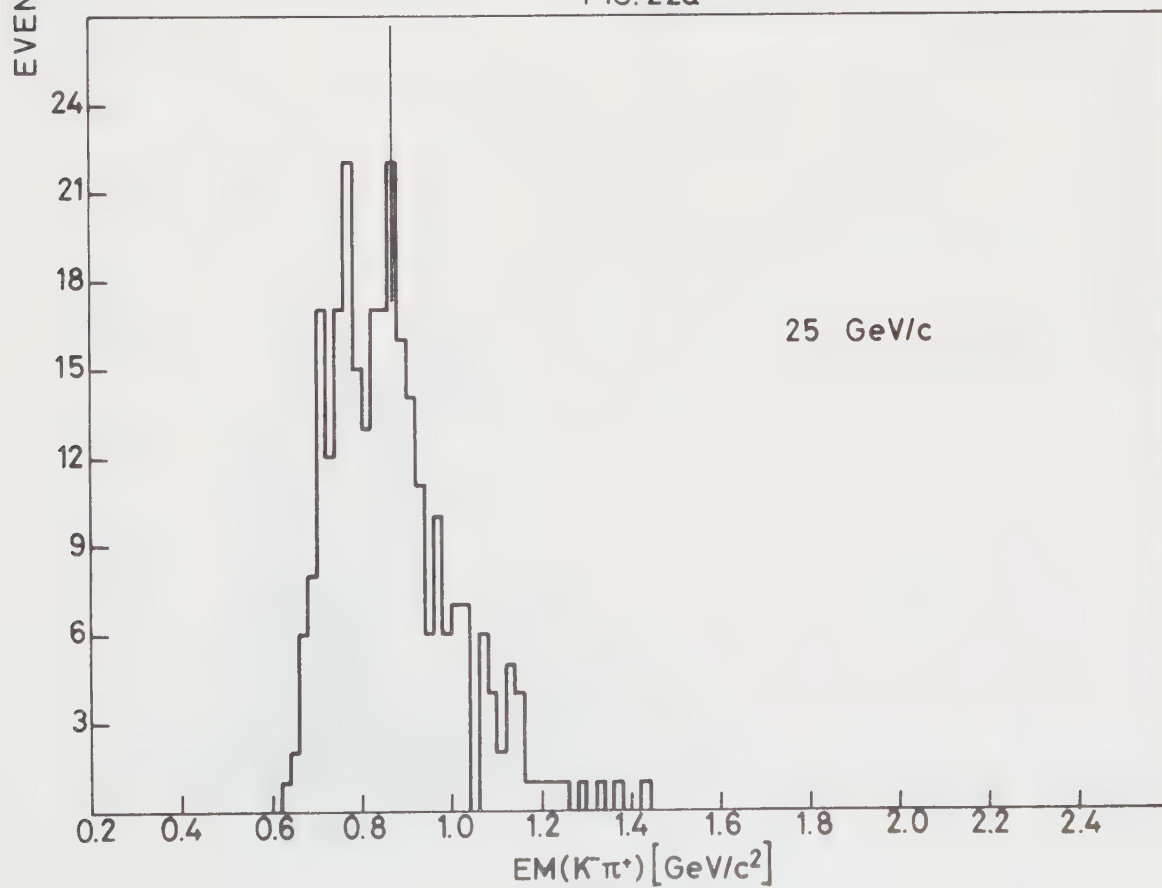
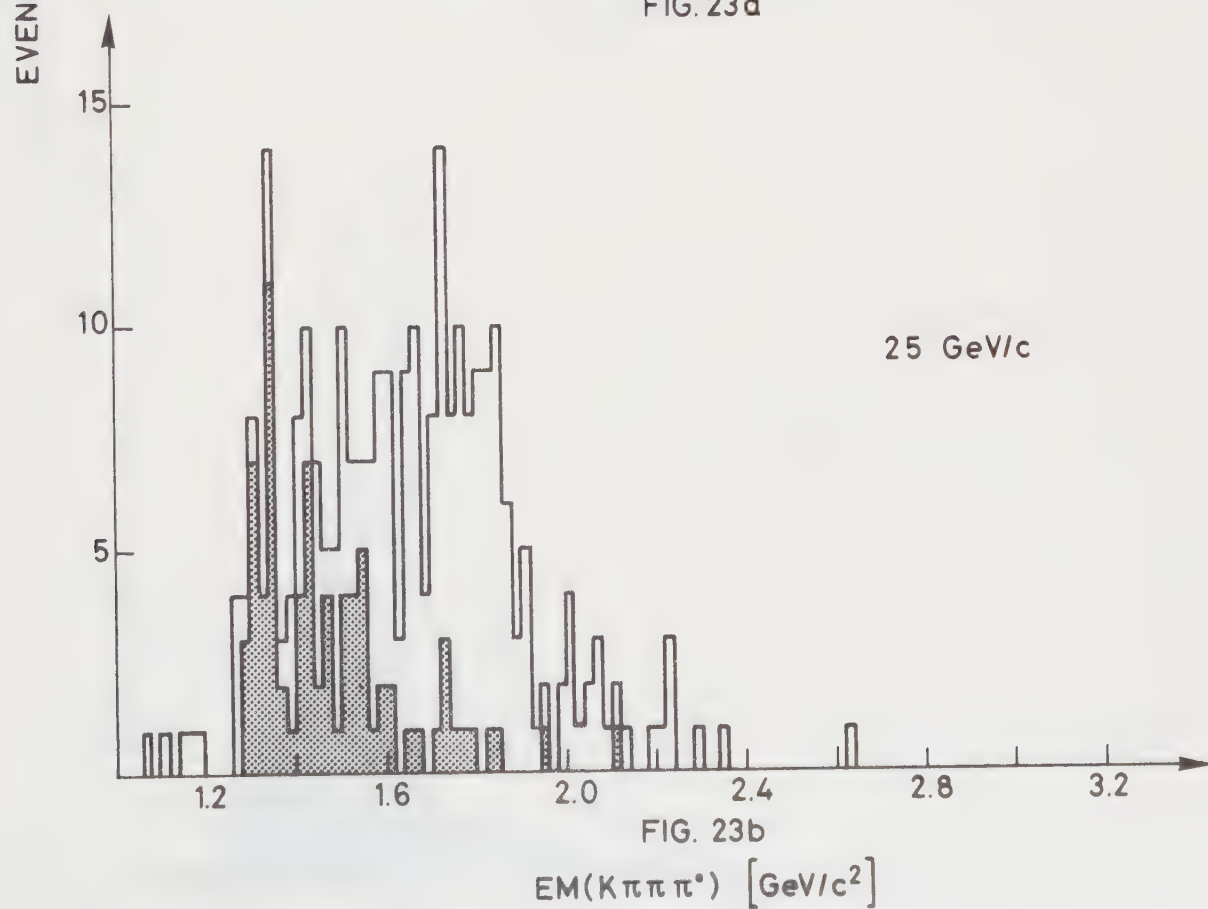
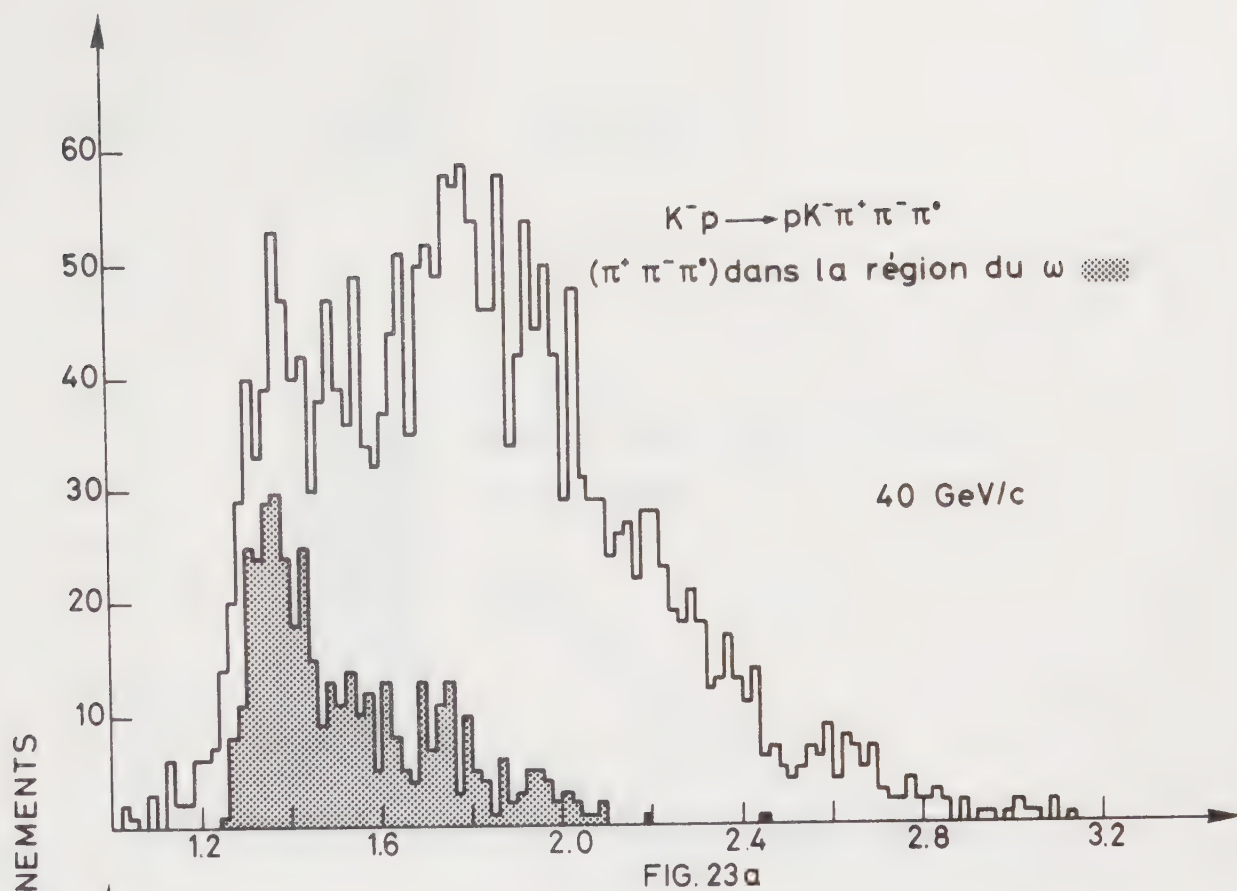
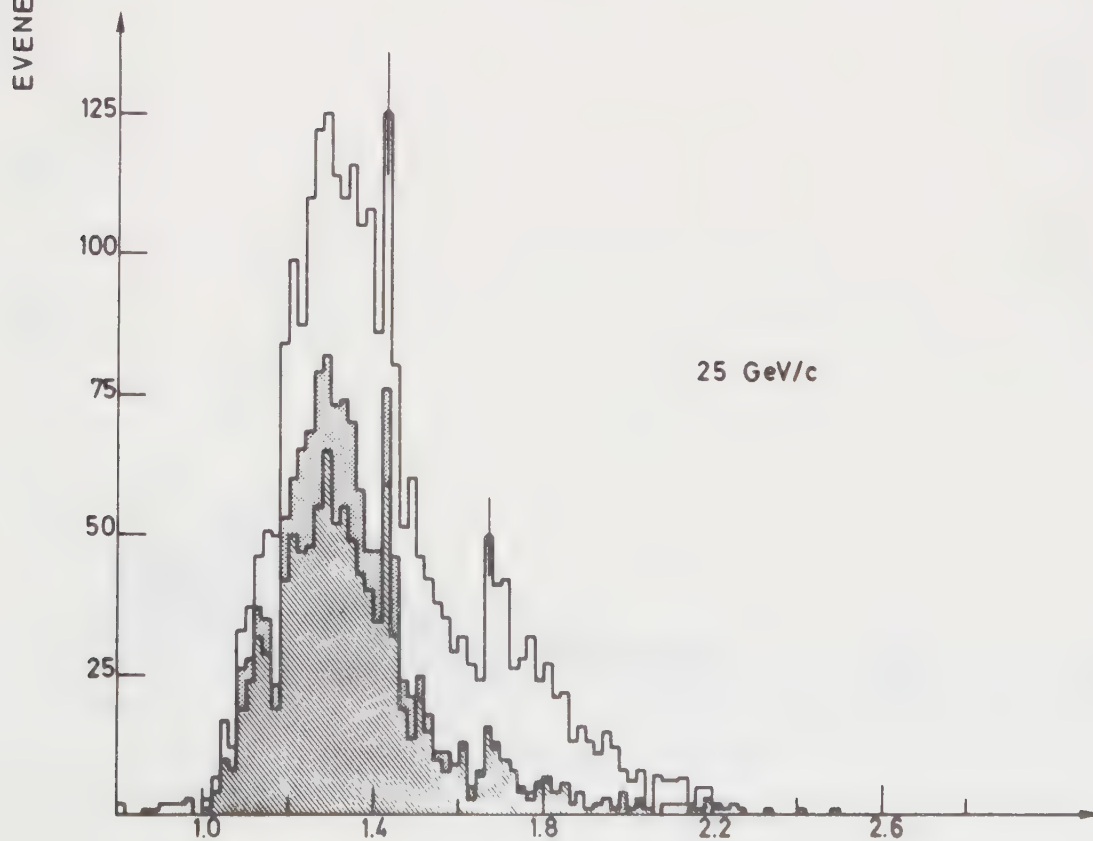
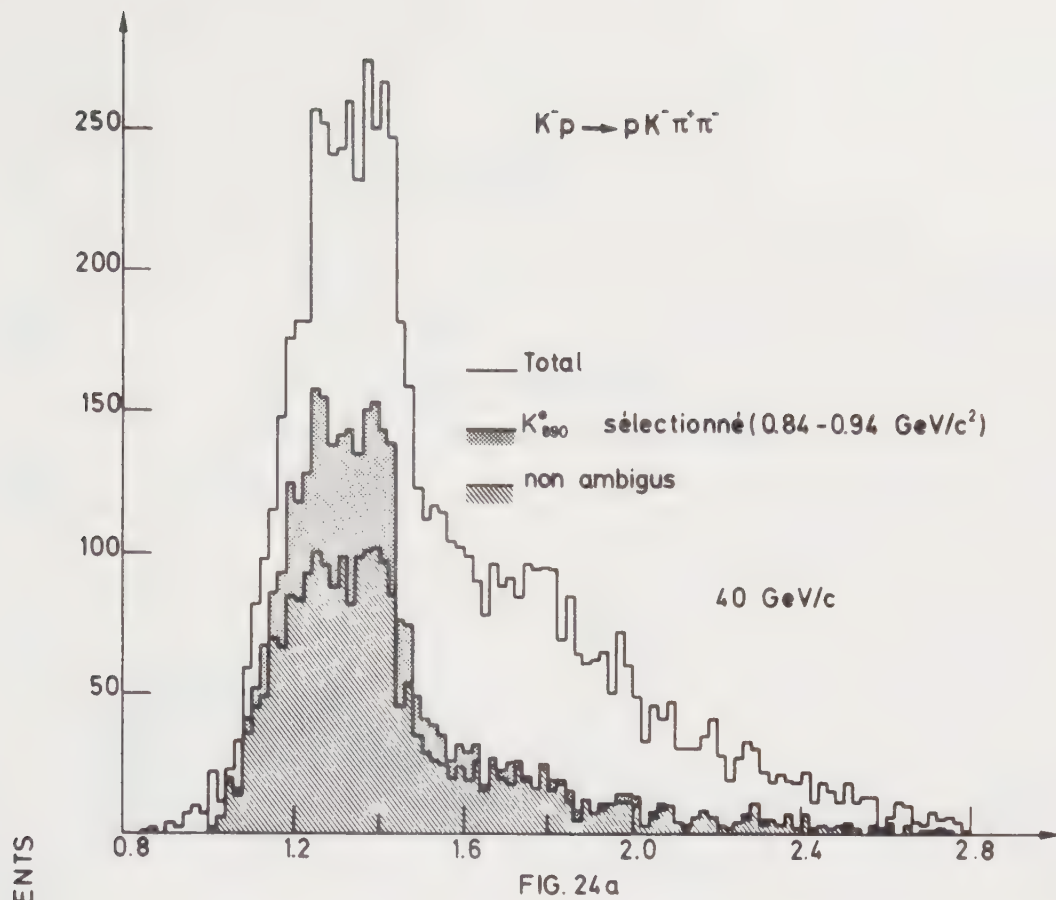
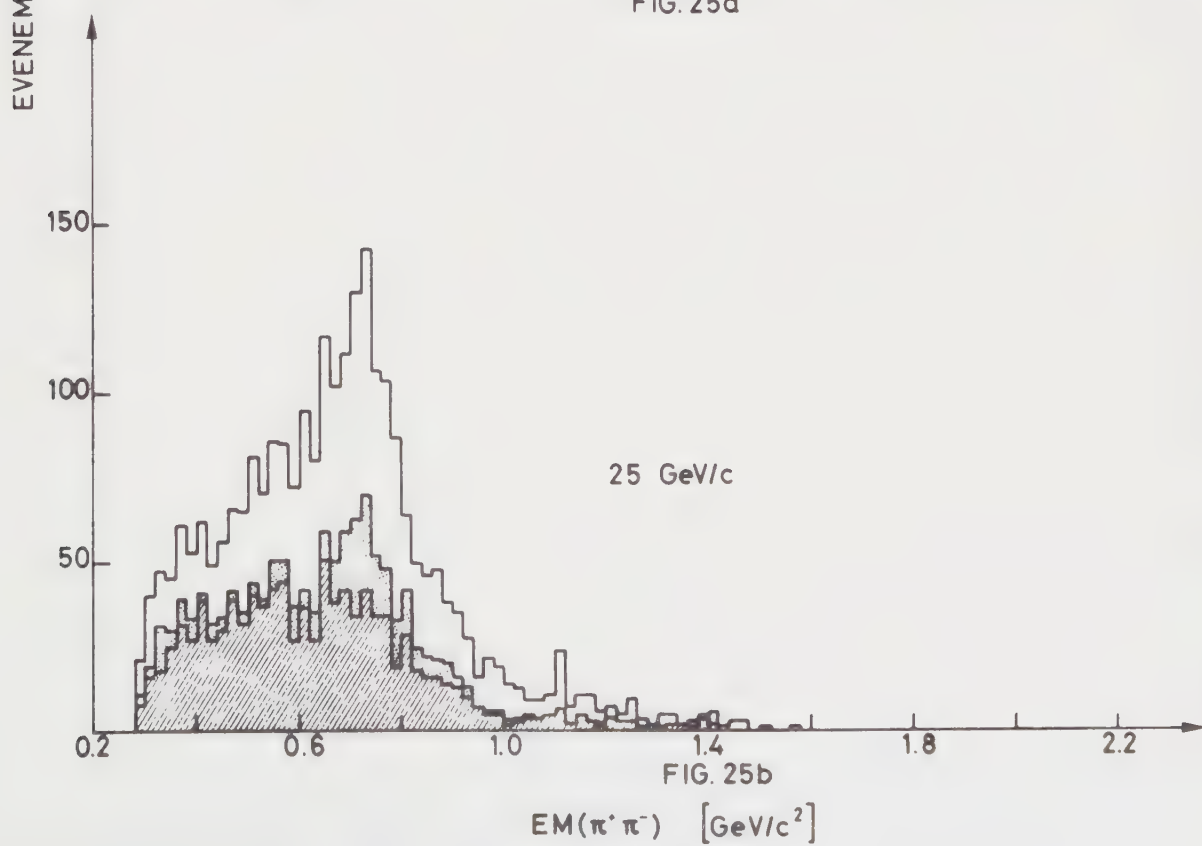
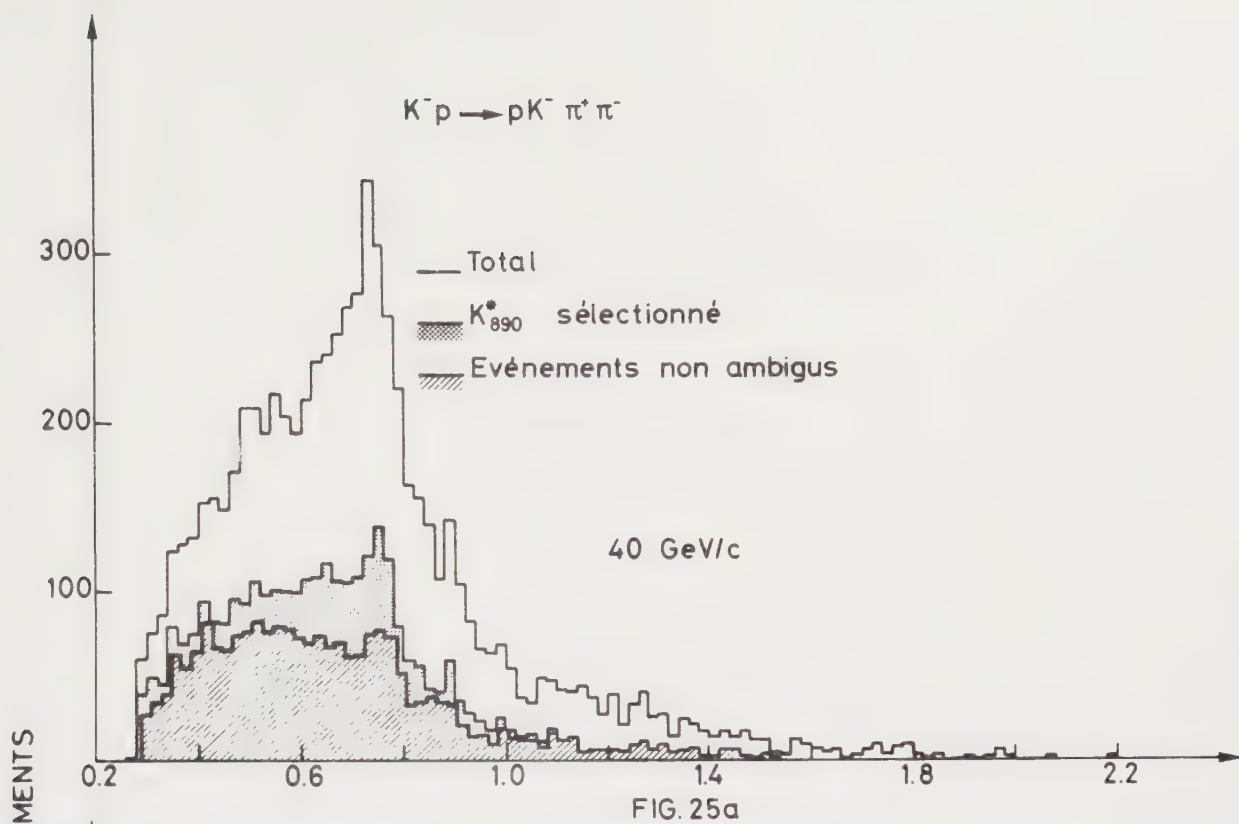
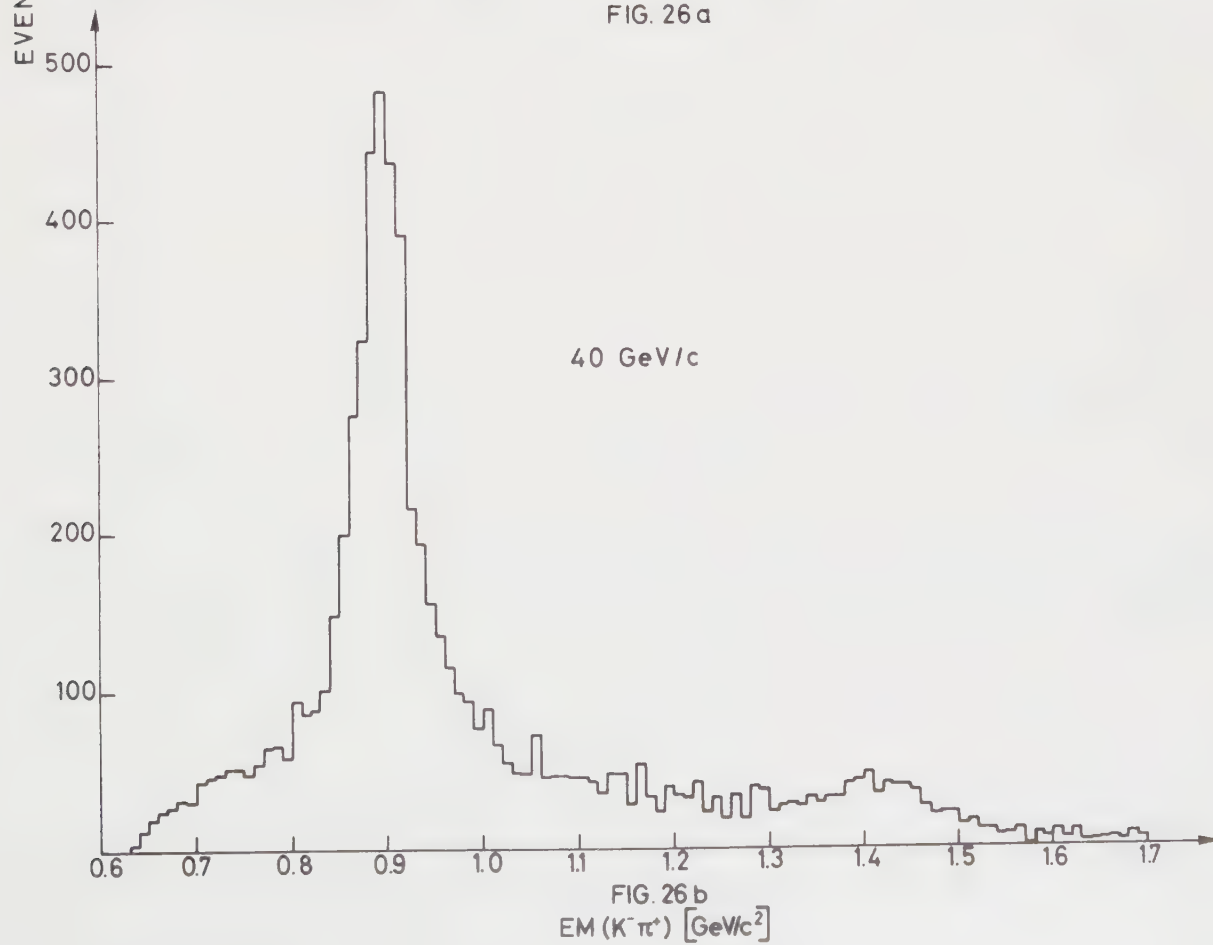
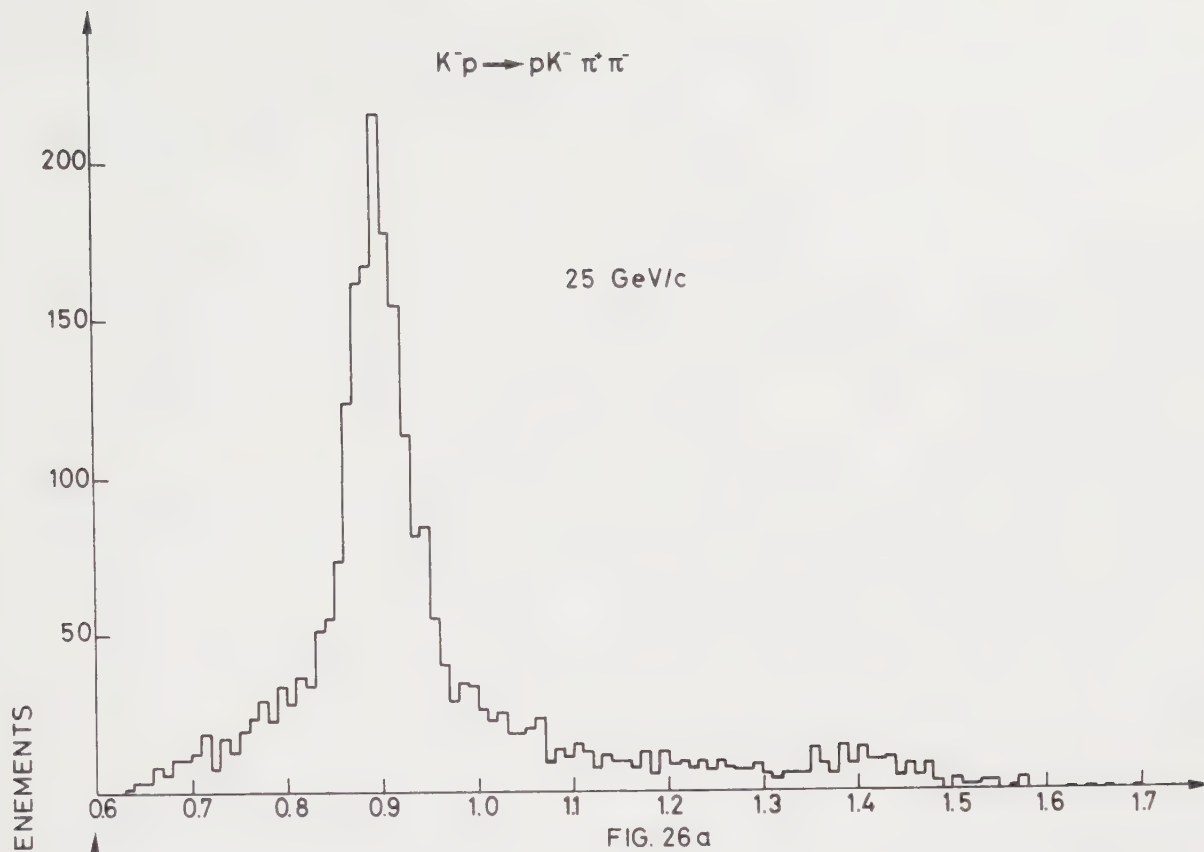


FIG. 22b









n'accepte que les événements pour lesquels le proton va vers l'arrière et les mésons vers l'avant dans le centre de masse (fig. 27).

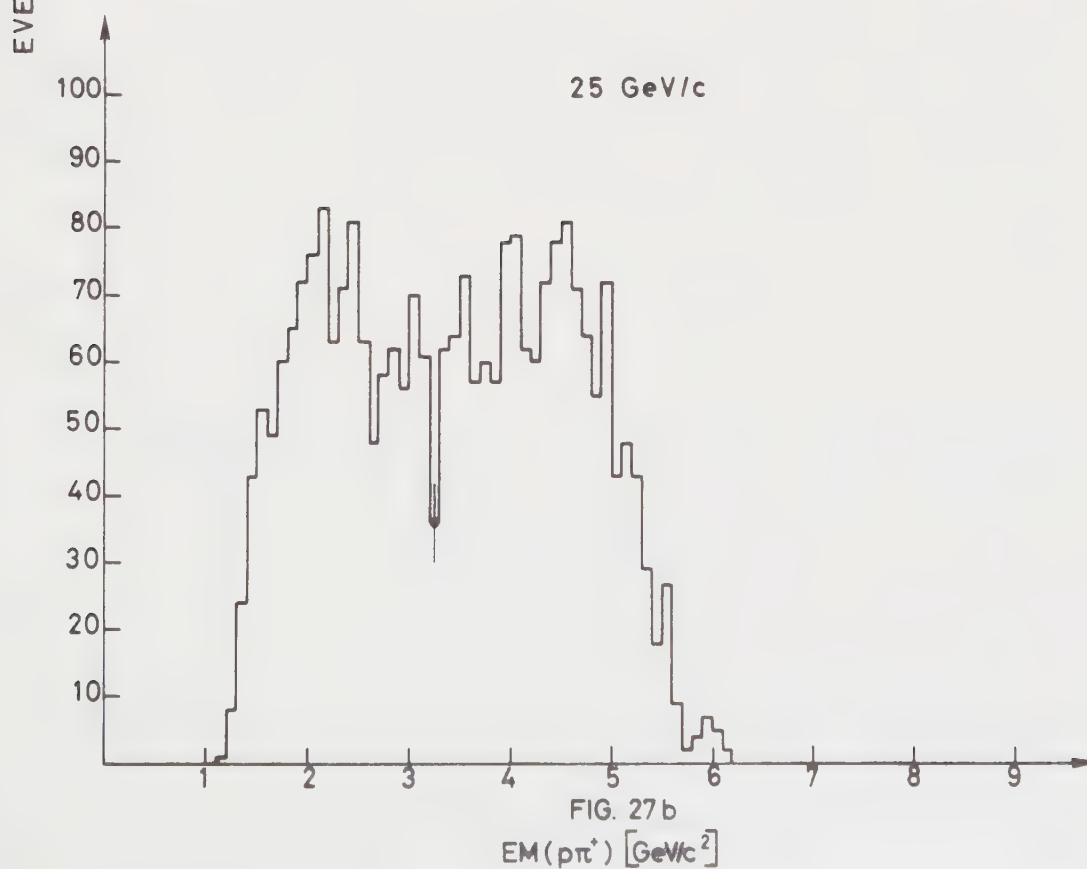
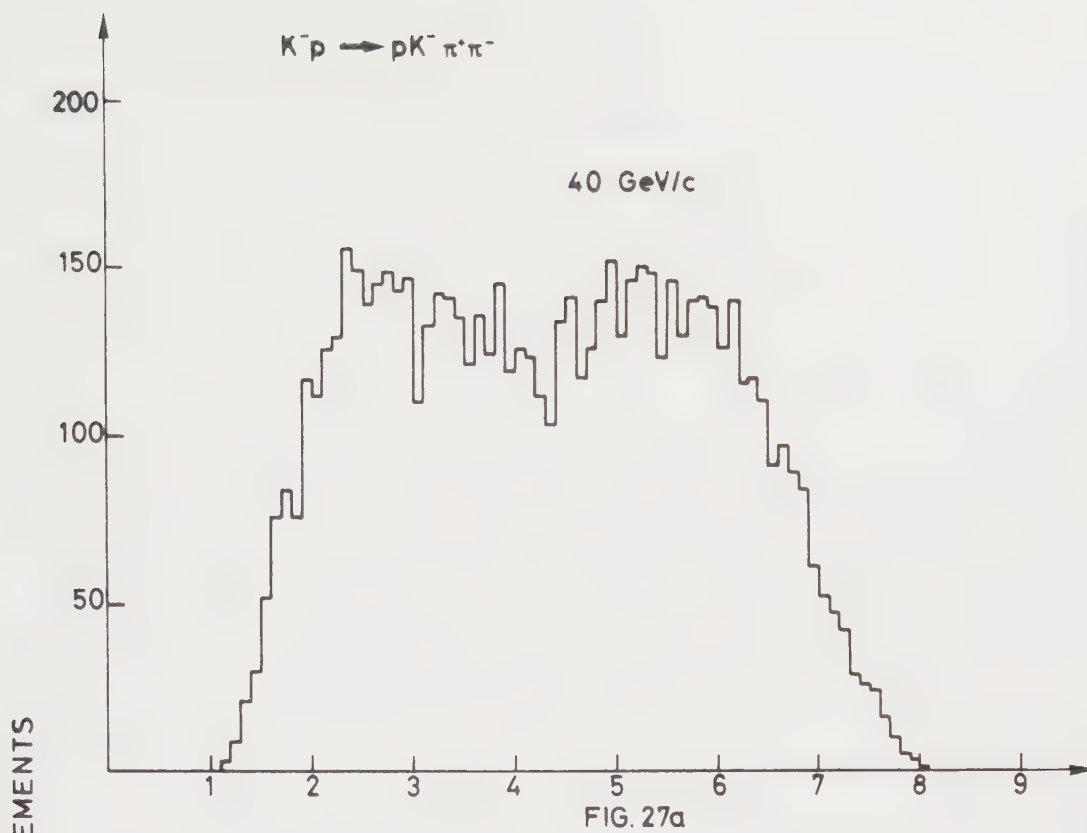
Nous avons calculé B de $\frac{d\sigma}{dt} \div e^{-B|t|}$ en fonction de la masse effective $k\pi\pi$. Les valeurs à 25 et 40 GeV/c sont en accord raisonnable entre elles et avec celles de la référence 25 (fig. 28).

La région du Q ne peut pas se décrire par une Breit-Wigner. Par contre, nous trouvons pour le K_{890}^* :

	25 GeV/c	40 GeV/c	Table
$M_{k^*}(\text{MeV}/c^2)$	895.2 ± 1.6	894.8 ± 1.3	897.8 ± 1.6
$\Gamma_{k^*}(\text{MeV}/c^2)$	54.1 ± 5.7	49.7 ± 4.9	50.1 ± 1.1

Les spectres de masse effective $k\pi\pi$ pour différents intervalles de transfert d'impulsion au proton apparaissent sur les figures 29, 30 et 31. Il est difficile d'en déduire une prédominance du k_{420}^* à haut transfert.

Enfin, en rejetant les événements ayant une masse effective $k^-\pi^+$ comprise entre 0.8 et 1.0 GeV/c², on obtient les spectres de la figure 32.



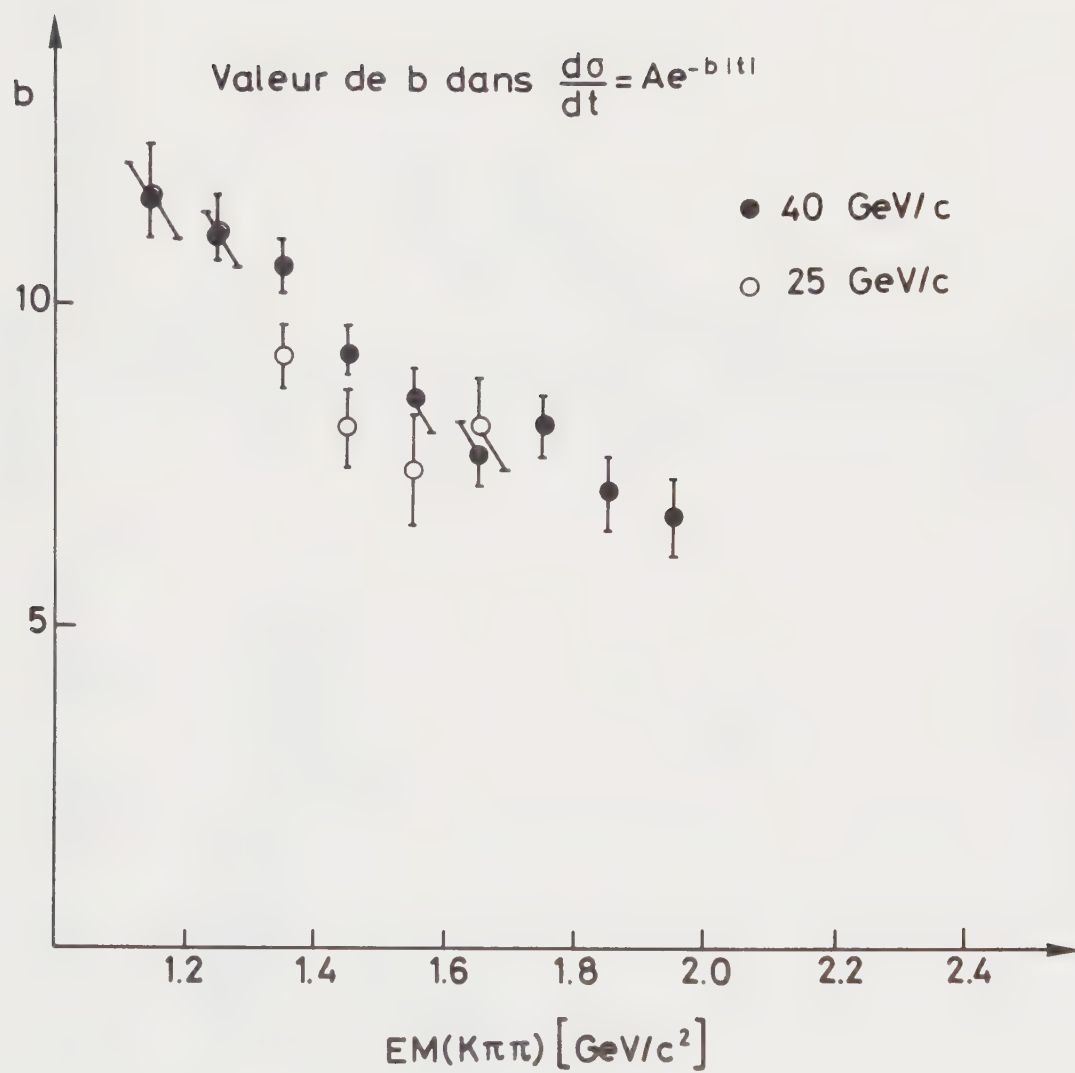
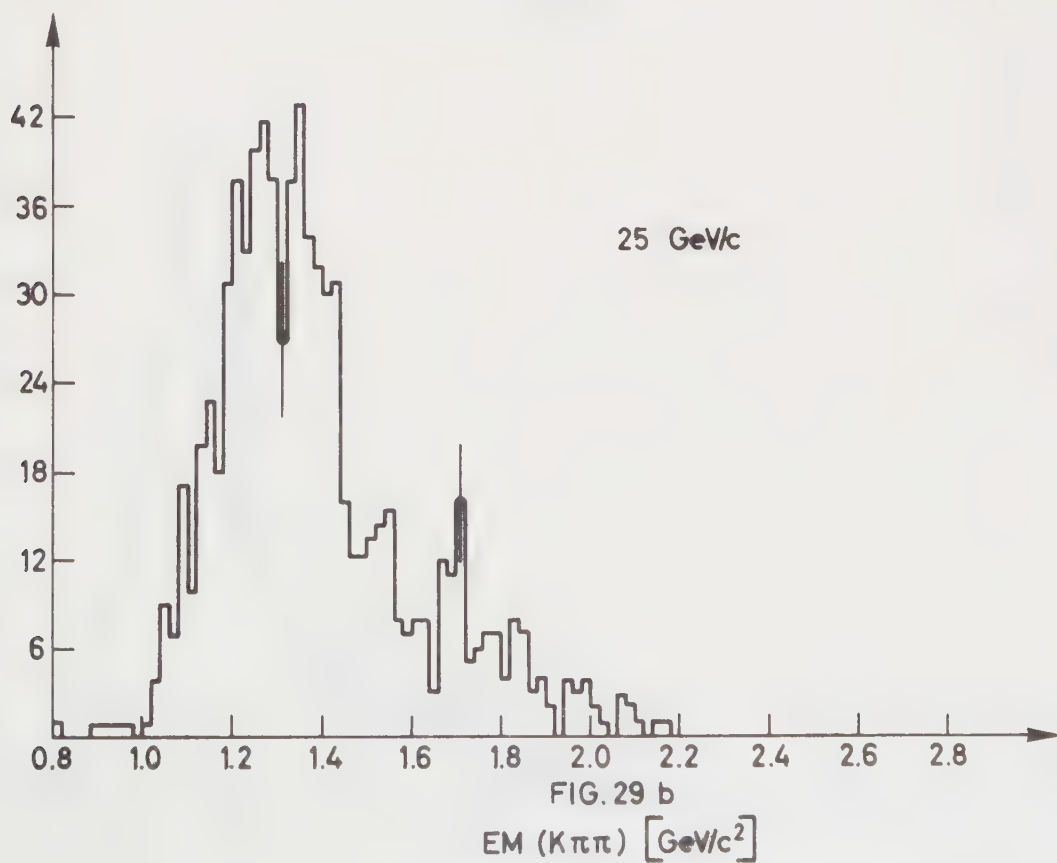
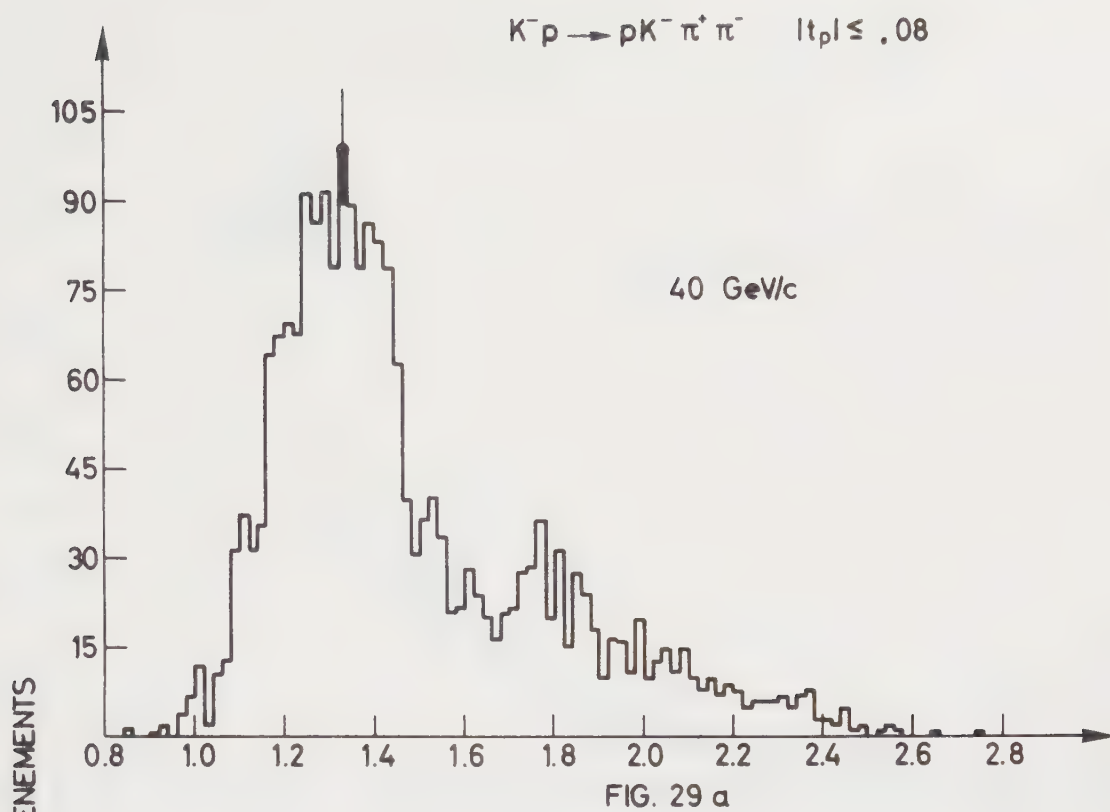
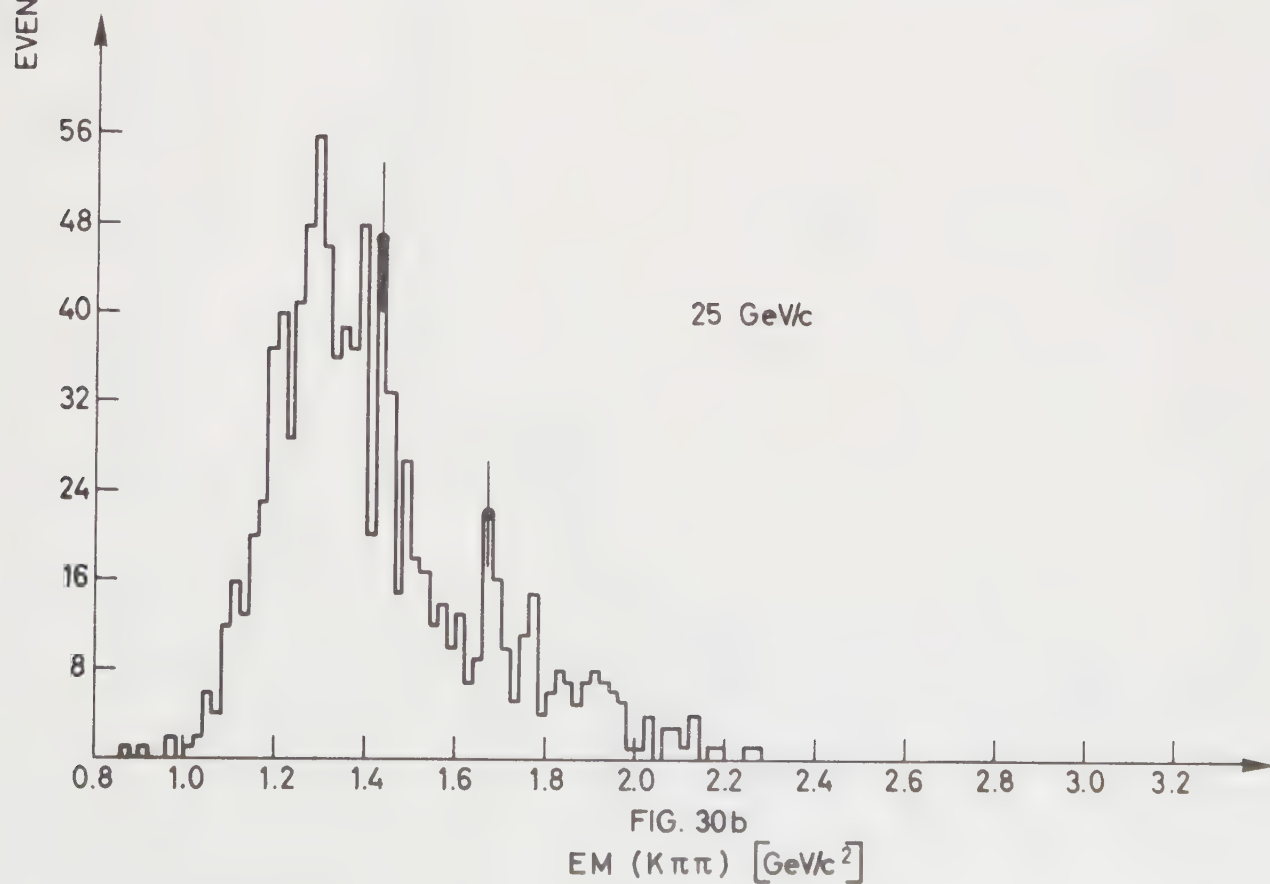
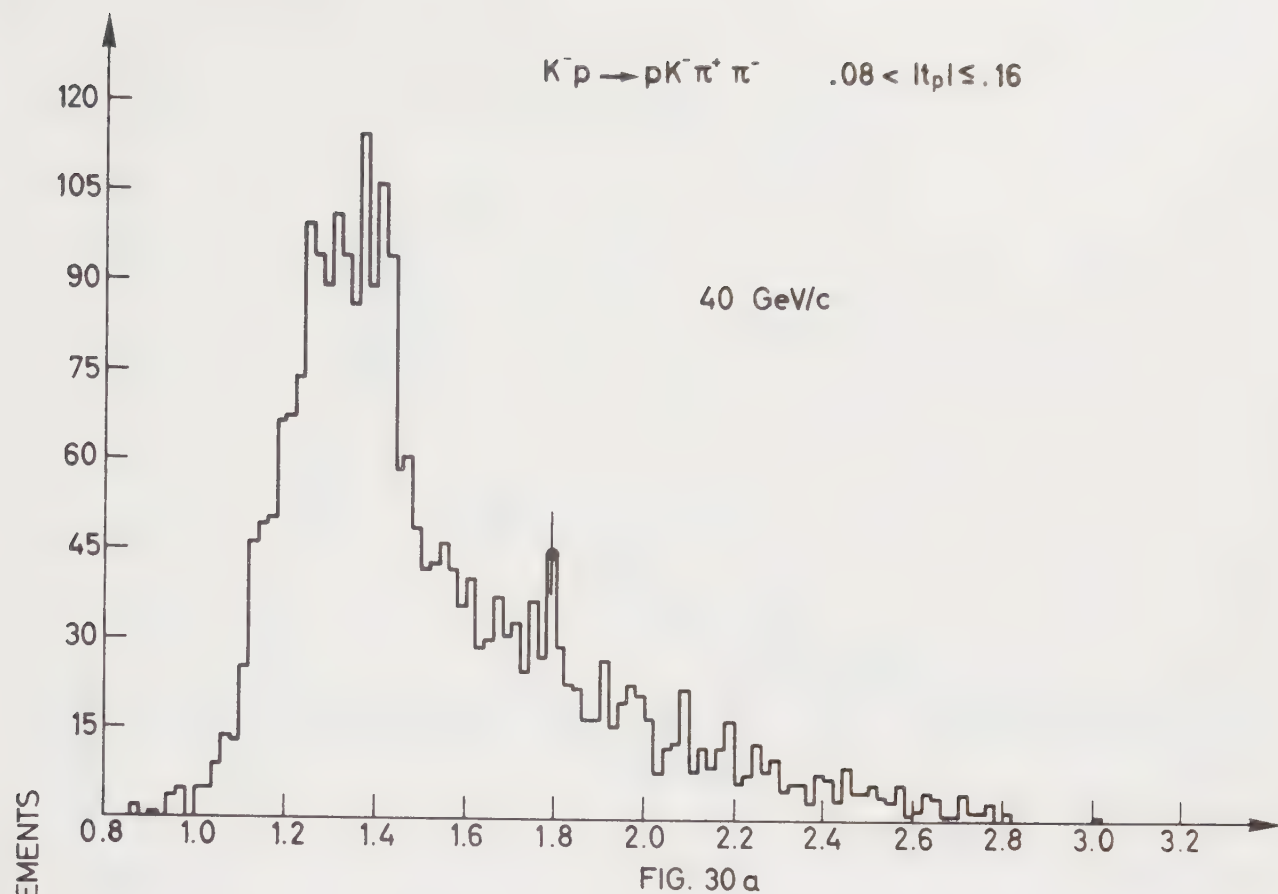
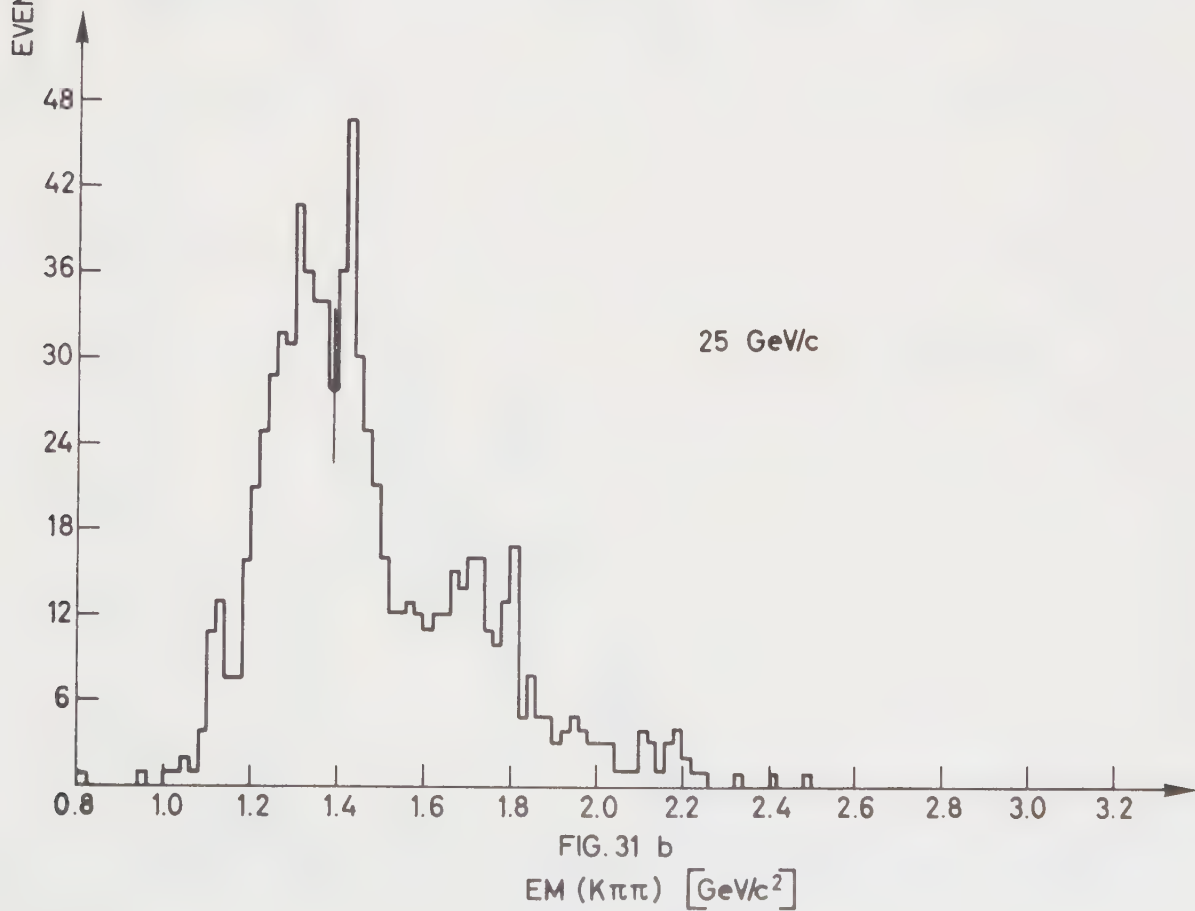
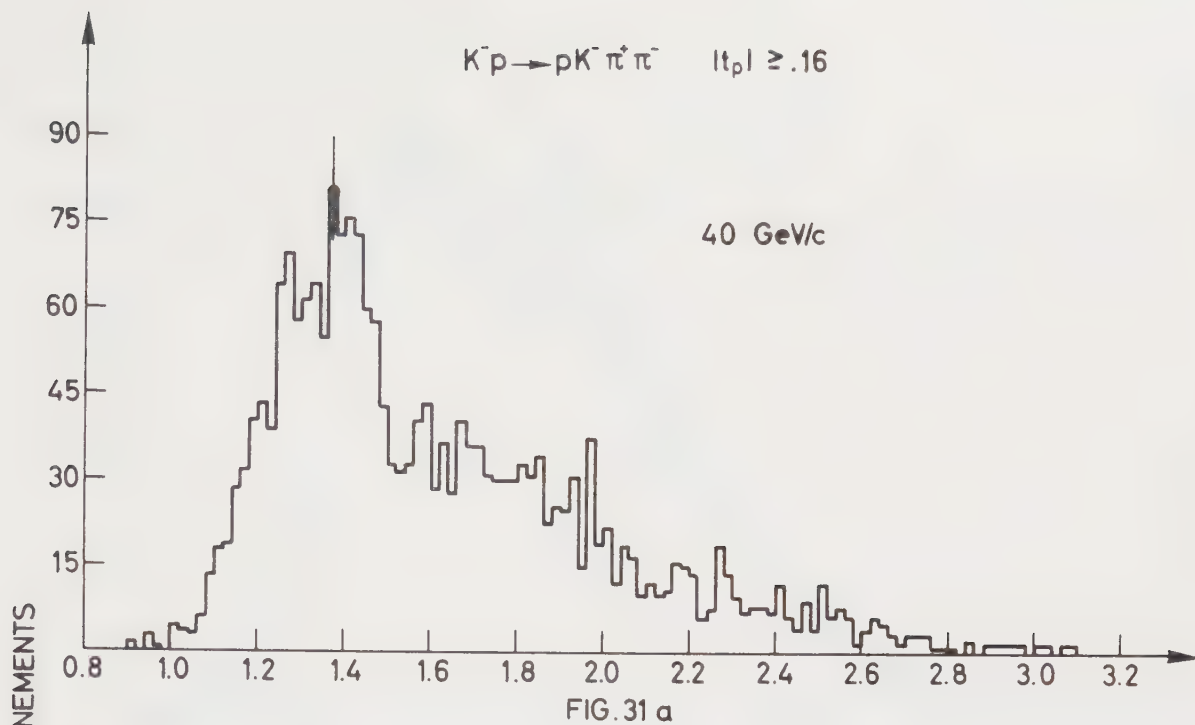
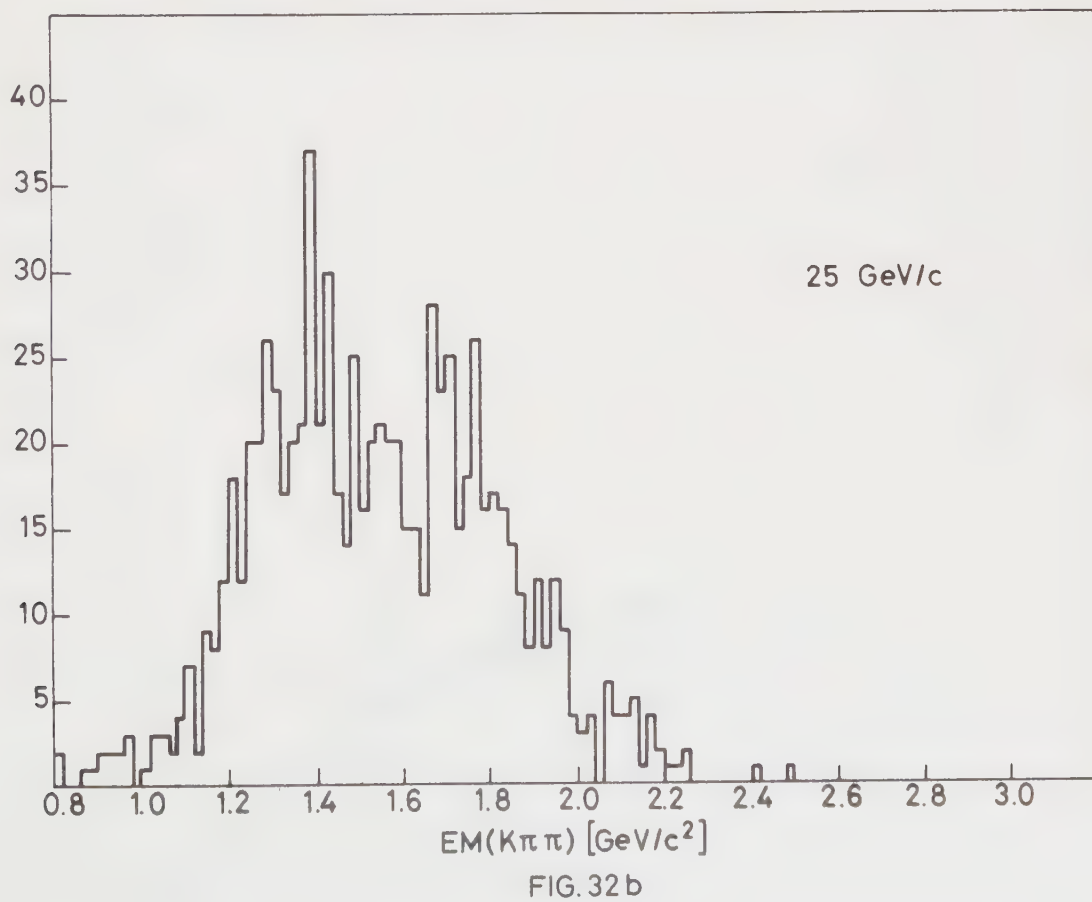
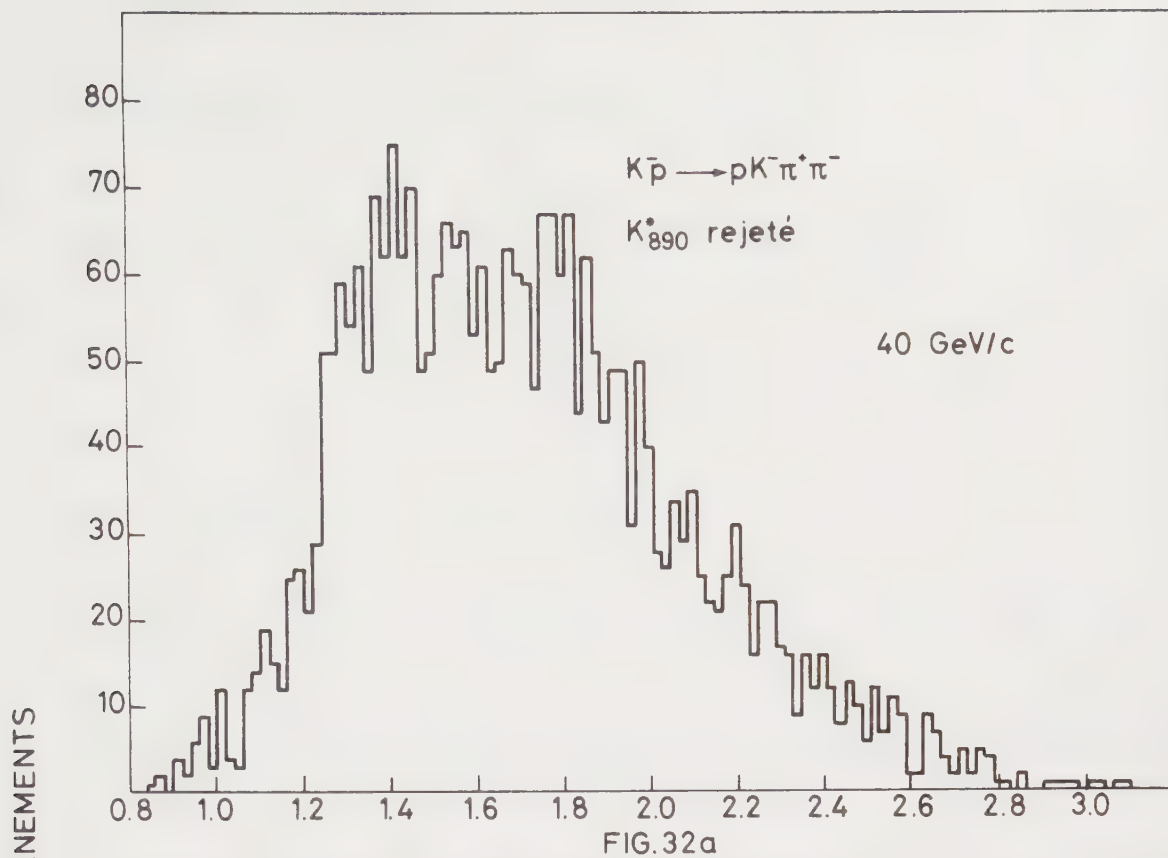


FIG. 28









Chapitre VII

DESCRIPTION DE LA METHODE DES MOMENTS

Nous désirons étudier une réaction du type

$$a + b \rightarrow c + J$$

$$\text{avec } J \rightarrow S + \pi_1$$

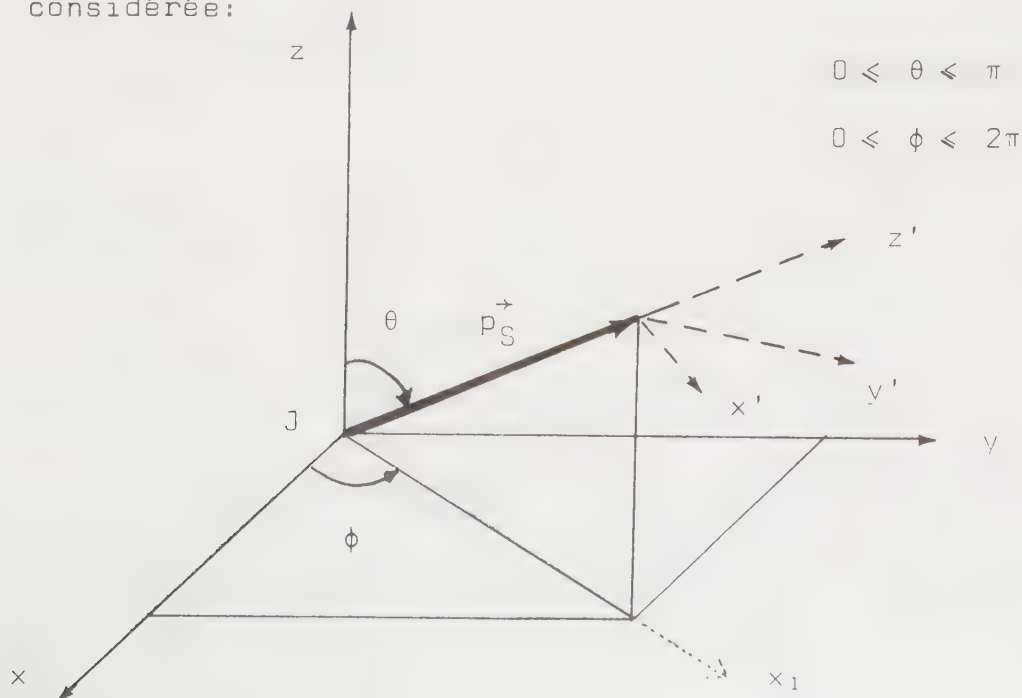
$$\text{et } S \rightarrow S_1 + \pi_2$$

en employant le formalisme de Chung (Ref.12).

Nous en rappelons brièvement les points essentiels dans ce qui suit:

J, S, S_1 désignent les particules et leur spin; les hélicités et parités sont respectivement $\Lambda, \lambda, \lambda_1$ et η, η_S, η_{S_1} .

Dans le système de repos du J , $\Omega_1 = (\theta_1, \phi_1)$ définit la direction de S . Dans le système de repos du S , $\Omega_2 = (\theta_2, \phi_2)$ définit de même la direction de S_1 . Dans les deux cas, nous employons comme référentiels les bases d'hélicité, définies comme suit par rapport au système de repos de la particule considérée:



$$z' \text{ parallèle à } \vec{p}_S, \vec{y}' = \vec{z} \times \vec{p}_S$$

$\vec{x}' \rightarrow$ trièdre direct

La matrice de passage d'une base à l'autre s'écrit:

$$R(\theta, \phi) = \begin{bmatrix} \cos\theta \cos\phi & \cos\theta \sin\phi & -\sin\theta \\ -\sin\phi & \cos\phi & 0 \\ \sin\theta \cos\phi & \sin\theta \sin\phi & \cos\theta \end{bmatrix}$$

Pour obtenir les différents angles qui nous intéressent, nous avons calculé tous les vecteurs dans tous les systèmes de référence intermédiaires; cette méthode n'est pas très coûteuse en temps de calcul et permet une vérification pas à pas.

Les transformations suivantes sont nécessaires pour passer du système de référence utilisé dans l'expérience à la base d'hélicité finale:

- a) Rotations amenant $O\vec{y}$ sur la particule incidente et $O\vec{z}$ perpendiculaire au plan de production.
- b) Transformation de Lorentz pour passer dans le centre de masse
- c) Rotation de (θ, ϕ) amenant l'axe $\vec{z}$ le long de $\vec{p}_j$.
- d) Transformation de Lorentz amenant J au repos.
- e) Rotation de (θ_1, ϕ_1) amenant l'axe $\vec{z}$ le long de $\vec{p}_S$.
- f) Transformation de Lorentz amenant S au repos.

Dans ce qui suit, nous employons les fonctions

$$D_{m', m}^j(\alpha, \beta, \gamma) = \langle jm' | e^{-i\alpha J_z} e^{-i\beta J_y} e^{-i\gamma J_z} | jm \rangle$$

que l'on peut considérer comme généralisation des harmoniques sphériques, car

$$D_{m0}^{1*}(\phi, \theta, 0) = \sqrt{\frac{4\pi}{2l+1}} Y_m^1(\theta, \phi)$$

Les propriétés de ces fonctions se trouvent par exemple dans les réf. 12 et 21.

Nous définissons ensuite les moments:

$$H(l, m, L, M) = \langle D_{Mm}^L(\Omega_1) D_{m0}^1(\Omega_2) \rangle$$

On peut démontrer que ces quantités jouissent des propriétés suivantes:

$$H^*(l, m, L, M) = (-1)^M H(l, -m, L, -M)$$

$$H(l, m, L, M) = 0 \quad \text{si } l > 2S \text{ ou } L > 2J$$

$H(l, m, L, M) = (-1)^{l+L} H(l, -m, L, M)$ si la parité est conservée lors de la désintégration du J.

$H(l, m, L, M) = 0$ pour l impair si la parité est conservée lors de la désintégration du S.

$$H(l, m, L, M) \approx 0 \quad \text{si } (l+L) \text{ impair voir ref. 12, page 18}$$

$H(l, m, L, M) = (-1)^{L+M} H(l, m, L, -M)$ si l'axe $\vec{z}$ est dans le plan de production

Pour la réaction $K^- p \rightarrow p Q^- \quad Q^- \rightarrow K_{890}^* \pi$
nous obtenons

$$l = 0, 2 \quad \text{car } S = 1$$

$$L = 0, 2, 4 \dots \rightarrow 2J$$

$$H(l, m, L, M) = (-1)^M H(l, m, L, -M) = H(l, -m, L, M)$$

$$\text{donc } H(l, m, L, M) = (-1)^M H(l, -m, L, -M)$$

or
$$H^*(1, m, L, M) = (-1)^M H(1, -m, L, -M)$$

Par conséquent $H(1, m, L, M)$ est réel.

La distribution angulaire peut alors s'écrire:

$$I(\Omega_1, \Omega_2) = \frac{1}{16\pi^2} \sum_{LM} H(1, m, L, M) D_{Mm}^{*L}(\Omega_1) D_{m0}^{*1}(\Omega_2) (2L+1)(2L+1)$$

et
$$\int I(\Omega_1, \Omega_2) d\Omega_1 d\Omega_2 = 1 \quad \text{avec } H(0000) = 1$$

En intégrant sur Ω_2 , on obtient

$$I(\Omega_1) = \frac{1}{4\pi} \sum_{LM} H(0, 0, L, M) D_{M0}^{*L}(\Omega_1) (2L+1)$$

qui satisfait à

$$I(\pi + \phi, \pi - \theta) = I(\pi - \phi, \pi - \theta) = I(\phi, \theta)$$

En tenant compte des propriétés des $H_i = H(1, m, L, M)$, on peut écrire, pour $J = 1$

$$I(\Omega_1, \Omega_2) = \frac{1}{16\pi^2} \sum_{i=1}^{14} H_i y_i$$

où apparaissent seulement les H_i avec $M, m \geq 0$ et $H_1 y_1 = 1$

de plus,

$$y_i = (2L+1)(2L+1) \left\{ (1 + \delta'_{m0} + \delta'_{M0} - \delta'_{M0} \delta'_{m0}) \operatorname{Re} \left[D_{Mm}^L(\Omega_1) D_{m0}^1(\Omega_2) \right] \right. \\ \left. + \delta'_{M0} \delta'_{m0} \operatorname{Re} \left[D_{M-m}^L(\Omega_1) D_{-m0}^1(\Omega_2) \right] \right\}$$

où
$$\delta'_{M0} = 0 \quad \text{si } M = 0, \quad 1 \quad \text{si } M \neq 0$$

Nous verrons plus loin comment relier ces expressions à la forme usuelle de la distribution angulaire.

Voici la liste des quantités employées:

l	m	L	M	$\text{Re} \left[D_{Mm}^L(\Omega_1) D_{m0}^1(\Omega_2) \right]$
0	0	0	0	1
0	0	2	0	$\frac{1}{2} (3\cos^2\theta_1 - 1)$
0	0	2	1	$-\frac{\sqrt{3}}{2} \sin\theta_1 \cos\theta_1 \cos\phi_1$
0	0	2	2	$\frac{\sqrt{3}}{8} \sin^2\theta_1 \cos 2\phi_1$
2	0	0	0	$\frac{1}{2} (3\cos^2\theta_2 - 1)$
2	0	2	0	$\frac{1}{4} (3\cos^2\theta_1 - 1) (3\cos^2\theta_2 - 1)$
2	0	2	1	$-\frac{\sqrt{3}}{8} \sin\theta_1 \cos\theta_1 (3\cos^2\theta_2 - 1) \cos\phi_1$
2	0	2	2	$\frac{1\sqrt{3}}{2} \sin^2\theta_1 (3\cos^2\theta_2 - 1) \cos 2\phi_1$
2	1	2	0	$-\frac{3}{2} \sin\theta_1 \cos\theta_1 \sin\theta_2 \cos\theta_2 \cos\phi_2$
2	1	2	1	$-\frac{\sqrt{3}}{8} \sin\theta_2 \cos\theta_2 (2\cos\theta_1 - 1) (\cos\theta_1 + 1) (\cos\phi_2 \cos\phi_1 - \sin\phi_2 \sin\phi_1)$
2	1	2	2	$\frac{\sqrt{3}}{8} \sin\theta_2 \cos\theta_2 \sin\theta_1 (1 + \cos\theta_1) (\cos\phi_2 \cos 2\phi_1 - \sin\phi_2 \sin 2\phi_1)$
2	2	2	0	$\frac{3}{8} \sin^2\theta_1 \sin^2\theta_2 \cos 2\phi_2$
2	2	2	1	$\frac{1\sqrt{3}}{2} \sin\theta_1 (1 + \cos\theta_1) \sin^2\theta_2 (\cos\phi_1 \cos 2\phi_2 - \sin\phi_1 \sin 2\phi_2)$
2	2	2	2	$\frac{\sqrt{3}}{8} \cos^4\left(\frac{\theta_1}{2}\right) \sin^2\theta_2 (\cos 2\phi_1 \cos 2\phi_2 - \sin 2\phi_1 \sin 2\phi_2)$
2	-1	2	1	$\frac{\sqrt{3}}{8} (2\cos\theta_1 + 1) (1 - \cos\theta_1) \sin\theta_2 \cos\theta_2 (\cos\phi_1 \cos\phi_2 + \sin\phi_1 \sin\phi_2)$
2	-1	2	2	$\frac{\sqrt{3}}{8} \sin\theta_1 (\cos\theta_1 - 1) \sin\theta_2 \cos\theta_2 (\cos 2\phi_1 \cos\phi_2 + \sin 2\phi_1 \sin\phi_2)$
2	-2	2	1	$\frac{1\sqrt{3}}{2} \sin\theta_1 (\cos\theta_1 - 1) \sin^2\theta_2 (\cos\phi_1 \cos 2\phi_2 + \sin\phi_1 \sin 2\phi_2)$
2	-2	2	2	$\frac{\sqrt{3}}{8} \sin^4\left(\frac{\theta_1}{2}\right) \sin^2\theta_2 (\cos 2\phi_1 \cos 2\phi_2 + \sin 2\phi_1 \sin 2\phi_2)$

Nous avons écrit $I(\Omega_1, \Omega_2)$ pour un spin 1, mais sans introduire les contraintes correspondantes sur les moments. Autrement dit, nous pouvons vérifier la validité de notre hypothèse à l'aide de ces contraintes (Ref. 12, p. 38); notamment

$$\begin{aligned} T_1 &= 2H(0,0,0,0) - 5H(2,0,0,0) = 0 & \text{si } J = 0^- \\ H(0,0,L,M) + 5H(2,0,L,M) &= 0 & \text{si } L \text{ pair et } \eta(-1)^{J-1} = -1 \end{aligned}$$

En particulier

$$\begin{aligned} T_2 &= H(0,0,0,0) + 5H(2,0,0,0) = 0 & \text{si } J^\eta = 1^-, 2^+, 3^-, \dots \\ 2H(0,0,2,M) - 5H(2,0,2,M) + \eta \cdot 5H(2,2,2,M) &= 0 & \text{si } J^\eta = 1^\eta, 2^\eta \end{aligned}$$

Donc

$$\begin{aligned} T_3 &= 2H(0,0,2,0) - 5H(2,0,2,0) - 5H(2,2,2,0) = 0 & J^\eta = 1^-, 2^- \\ T_4 &= 2H(0,0,2,0) - 5H(2,0,2,0) + 5H(2,2,2,0) = 0 & J^\eta = 1^+, 2^+ \end{aligned}$$

Ces relations n'ont évidemment d'utilité pratique que si les moments correspondants sont significativement non nuls. Après vérification de ce point, nous calculerons les T_i sans introduire de correction d'acceptance, donc sans employer $I(\Omega_1, \Omega_2)$, puis nous verrons de quelle façon l'acceptance affecte le résultat.

D'autre part, on peut aussi exprimer la matrice densité en fonction des moments:

$$\rho_{\Lambda\Lambda'}^J = \sum_{LM} \left[\frac{2L+1}{2J+1} \right] \frac{H(1,m,L,M)}{f_{lm}^{JL} f_1^S} \langle J\Lambda LM | J\Lambda \rangle$$

$$\text{avec } f_1^S = \sum_{\lambda_1} g_{\lambda_1}^S \langle S\lambda_1 10 | S\lambda_1 \rangle$$

$$f_{Lm}^{JL} = \sum_{\lambda\lambda'} g_{\lambda\lambda'}^J \langle J\lambda' LM | J\lambda \rangle \langle S\lambda' 1m | S\lambda \rangle$$

$$\sum_{\lambda_1} g_{\lambda_1}^S = 1$$

$$\sum_{\lambda} g_{\lambda\lambda}^J = 1$$

Pour plus de détails, voir Ref.12, paragraphes 5.4 et 7.

Dans notre cas, avec

$$J = 1, S = 1, \lambda_1 = 0, l = 0 \text{ ou } 2$$

Nous obtenons

$$\rho_{\Lambda\Lambda}^1 = \sum_{LM} \left(\frac{2L+1}{3} \right) \frac{H(1,m,L,M)}{f_{1L}} \frac{\langle 1\Lambda' LM | 1\Lambda \rangle}{\langle 1010 | 10 \rangle}$$

Nous avons donc quatre expressions de la matrice densité, selon les valeurs de l et de m . Considérons les deux cas $l=m=0$ et $l=2, m=0$, en posant $\mu = g_{00} - g_{11}$, nous obtenons

<u>$l=m=0$</u>	<u>$l=2, m=0$</u>
$\mu(3\rho_{00}-1) = 5H(0,0,2,0)$	$\rho_{00} = \frac{1}{3\mu} H(2,0,0,0) - \frac{10}{3(\mu+1)} H(2,0,2,0)$
$\mu \rho_{1-1} = \frac{-5}{\sqrt{6}} H(0,0,2,2)$	$\rho_{1-1} = \frac{-5\sqrt{6}}{3(\mu+1)} H(2,0,2,2)$
$\mu \rho_{10} = \frac{5}{2\sqrt{3}} H(0,0,2,1)$	$\rho_{10} = \frac{5}{\sqrt{3}(\mu+1)} H(2,0,2,1)$

Ces expressions permettent d'obtenir la matrice densité et le facteur μ à partir des moments. En fait, nous avons trois formules donnant μ . La première s'obtient en comparant les expressions de ρ_{00} :

$$\mu^2 + \mu [1 + 5H(0,0,2,0) - H(2,0,0,0) + 10H(2,0,2,0)] + 5H(0,0,2,0) - H(2,0,0,0) = 0$$

Les deux autres s'obtiennent à partir de ρ_{10} et ρ_{1-1} :

$$\mu = \frac{H(0,0,2,1)}{2H(2,0,2,1) - H(0,0,2,1)} \quad \text{et} \quad \mu = \frac{H(0,0,2,2)}{2H(2,0,2,2) - H(0,0,2,2)}$$

Mais ces deux éléments de matrice sont petits, ce qui rend ces formules inutilisables.

En introduisant l'expression de la matrice densité dans la distribution angulaire intégrée, nous trouvons

$$I(\Omega_1) = \frac{1}{4\pi} + \frac{\mu}{4\pi} \left[(3\rho_{00}-1) \frac{1}{2} (3\cos^2\theta_1 - 1) - 3\rho_{1-1} \sin^2\theta_1 \cos 2\phi_1 \right. \\ \left. - 3\sqrt{2} \operatorname{Re}(\rho_{10} \cos\phi_1 \sin^2\theta_1) \right]$$

qui est la formule usuelle.

Rappelons encore les propriétés de la matrice densité dans notre cas:

$$\rho_{\Lambda\Lambda'}^J = \rho_{\Lambda'\Lambda}^{J*} \quad \text{hermiticité}$$

$$\operatorname{Tr}(\rho^J) = 1 \quad \text{normalisation}$$

$$\rho_{\Lambda\Lambda'}^J = (-1)^{\Lambda-\Lambda'} \rho_{-\Lambda-\Lambda'}^J \quad \text{si la parité est conservée à la production.}$$

En résumé, pour un spin 1 et avec notre choix des axes, la matrice densité s'écrit:

$$\begin{bmatrix} \frac{1 - \rho_{00}}{2} & -\rho_{10} & \rho_{1-1} \\ -\rho_{10}^* & \rho_{00} & \rho_{10}^* \\ \rho_{1-1} & \rho_{10} & \frac{1 - \rho_{00}}{2} \end{bmatrix}$$

Chapitre VIII

DETERMINATION PRATIQUE DES MOMENTS1. Acceptance et corrections des moments

Si l'acceptance de notre système était isotrope, il nous suffirait de mesurer, pour chaque événement, les angles

$$\vec{\Omega} = (\theta_1, \phi_1, \theta_2, \phi_2)$$

puis de calculer ceux des $H(l, m, L, M)$ qui entrent dans les expressions des T_i , ρ_{ij} , μ .

La distribution angulaire $I(\Omega_1, \Omega_2)$ vue au chapitre VII sera notée

$$I_{\text{prod}}(\vec{\Omega}, \vec{H})$$

dans un petit intervalle en masse et en transfert d'impulsion, avec $\vec{H} = \{H_1 \dots H_n\}$ ($n=14$ si $J=1$).

C'est une densité de probabilité, car

$$\int d\vec{\Omega} I_{\text{prod}}(\vec{\Omega}, \vec{H}) = 1$$

Nous pouvons définir la fonction de vraisemblance

$$l(\vec{\Omega}, \vec{H}) = \prod_{j=1}^N I_{\text{prod}}(\vec{\Omega}_j, \vec{H}_j)$$

produit des densités de probabilité pour N observations.

Nous cherchons $\vec{H}$ maximisant $l(\vec{\Omega}, \vec{H})$.

En fait, la distribution angulaire observée n'est pas celle produite, mais

$$I_{\text{obs}}(\vec{\Omega}, \vec{H}) = A(\vec{\Omega}) I_{\text{prod}}(\vec{\Omega}, \vec{H})$$

Normalisons pour obtenir une densité de probabilité:

$$I_{\text{obs}}^N(\vec{\Omega}, \vec{H}) = \frac{A(\vec{\Omega}) I_{\text{prod}}(\vec{\Omega}, \vec{H})}{\int_{\vec{\Omega}} d\vec{\Omega} A(\vec{\Omega}) I_{\text{prod}}(\vec{\Omega}, \vec{H})}$$

et la fonction de vraisemblance s'écrit

$$l(\vec{\Omega}, \vec{H}) = \frac{\prod_{j=1}^N A(\vec{\Omega}_j) I_{\text{prod}}(\vec{\Omega}_j, \vec{H})}{\left[\int d\vec{\Omega} A(\vec{\Omega}) I_{\text{prod}}(\vec{\Omega}, \vec{H}) \right]^N}$$

Le logarithme ayant son maximum au même endroit, on considère

$$\ln l(\vec{\Omega}, \vec{H}) = \sum_{j=1}^N \ln I_{\text{prod}}(\vec{\Omega}_j, \vec{H}) + \sum_{j=1}^N \ln A(\vec{\Omega}_j)$$

$$-N \cdot \ln \int d\vec{\Omega} I_{\text{prod}}(\vec{\Omega}, \vec{H}) A(\vec{\Omega})$$

Le second terme ne dépendant pas de $\vec{H}$, nous allons maximiser

$$\mathcal{L}(\vec{\Omega}, \vec{H}) = \sum_{j=1}^N \ln [I_{\text{prod}}(\vec{\Omega}_j, \vec{H})] - N \cdot \ln \int d\vec{\Omega} I_{\text{prod}}(\vec{\Omega}, \vec{H}) A(\vec{\Omega})$$

En approximant l'intégrale de normalisation par

$$\int d\vec{\Omega} I_{\text{prod}}(\vec{\Omega}, \vec{H}) A(\vec{\Omega}) \approx \frac{V}{M} \sum_{m=1}^M A(\vec{\Omega}_m) I_{\text{prod}}(\vec{\Omega}_m, \vec{H})$$

où M est le nombre d'événements générés par Monte-Carlo et

. V le volume d'intégration.

Dans notre cas

$$I_{\text{prod}}(\vec{\Omega}, \vec{H}) = \sum_{i=1}^{14} H_i y_i(\vec{\Omega})$$

$H_1 y_1 = 1$, $H_i = H(1, m, L, M)$ $m, M > 0$ voir chapitre VII

et $\int I_{\text{prod}}(\vec{\Omega}, \vec{H}) d\vec{\Omega} = 1$

La normalisation devient

$$\frac{V}{M} \sum_{m=1}^M A(\vec{\Omega}_m) \sum_{i=1}^{14} H_i y_i(\vec{\Omega}_m) = \sum_{i=1}^{14} H_i \underbrace{\frac{V}{M} \sum_{m=1}^M A(\vec{\Omega}_m) y_i(\vec{\Omega}_m)}_{z_i}$$

il suffit donc de calculer les z_i par Monte-Carlo, puis de maximiser la fonction

$$\mathcal{L}(\vec{\Omega}, \vec{H}) = \sum_{j=1}^N \text{Ln} \left[\sum_{i=1}^{14} H_i y_i(\vec{\Omega}_j) \right] - N \text{Ln} \left[\sum_{i=1}^{14} H_i z_i \right]$$

avec, pour chaque événement

$$\sum_{i=1}^{14} H_i y_i > 0 \quad \text{et} \quad \sum_{i=1}^{14} H_i z_i > 0$$

Un problème pratique se pose alors: dans un programme de maximum de vraisemblance travaillant par itérations, ces valeurs peuvent devenir négatives au cours du calcul, bloquant le programme. Soit s la quantité qui doit rester positive. Si s est petit, disons $s \ll 10^{-8}$, nous faisons $\mathcal{L} = \mathcal{L} - \alpha s^2$

(α grand) puis nous posons $s = 10^{-8}$. Ceci nous permet d'éviter l'obtention de faux maximum ou l'arrêt pur et simple du programme.

Les intégrales d'acceptance sont calculées de la façon suivante:

Nous générons des événements $Kp \rightarrow pK\pi\pi$ avec dépendance en t et structures en masses $K\pi$ et $K\pi\pi$ conformes à l'expérience, puis nous calculons l'acceptance géométrique du proton.

Vers l'avant, nous introduisons l'angle solide du spectromètre, y compris les zones insensibles au voisinage du faisceau, puis nous tenons compte des effets suivants:

a) Absorption des particules dans l'hydrogène liquide; en exprimant l'impulsion en GeV/c, nous trouvons:

$$\sigma_{\pi p} \approx 24 \left(1 + \frac{1}{p}\right) [\text{m Barn}]$$

$$\sigma_{Kp} \approx 20.5 \left(1 + \frac{1}{p}\right) [\text{m Barn}]$$

b) Désintégration en vol des π et des K

c) Inefficacité des chambres: la correction est conforme aux courbes du chapitre III.

Un événement Monte-Carlo est accepté si au moins deux des particules vers l'avant ont leurs impulsions mesurées.

L'acceptance calculée de cette manière apparaît sur la figure 33.

2. Procédure de calcul et résultats

Nous calculons tout d'abord les moments et les quantités T_i sans correction d'acceptance.

Dans la région du Q, nous trouvons T_1, T_2 et T_3 non nuls, tandis que T_4 est compatible avec zéro.

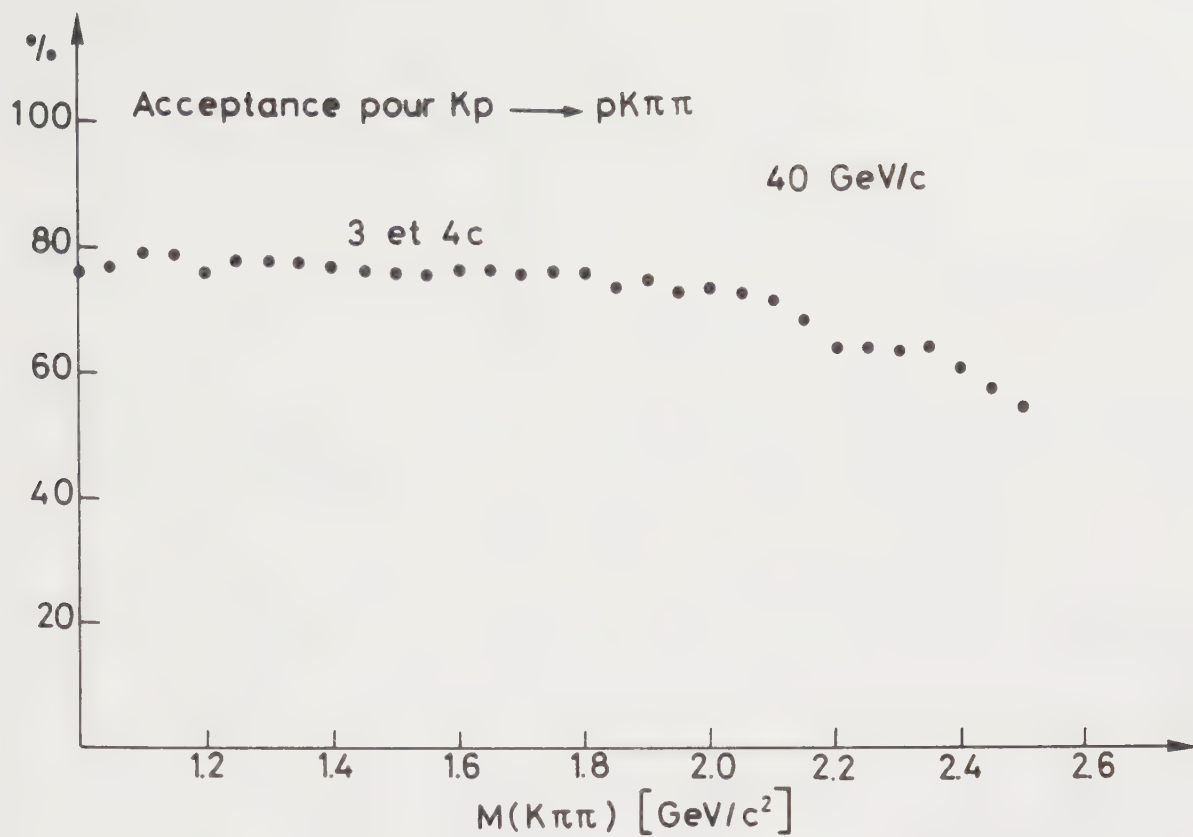


FIG. 33a

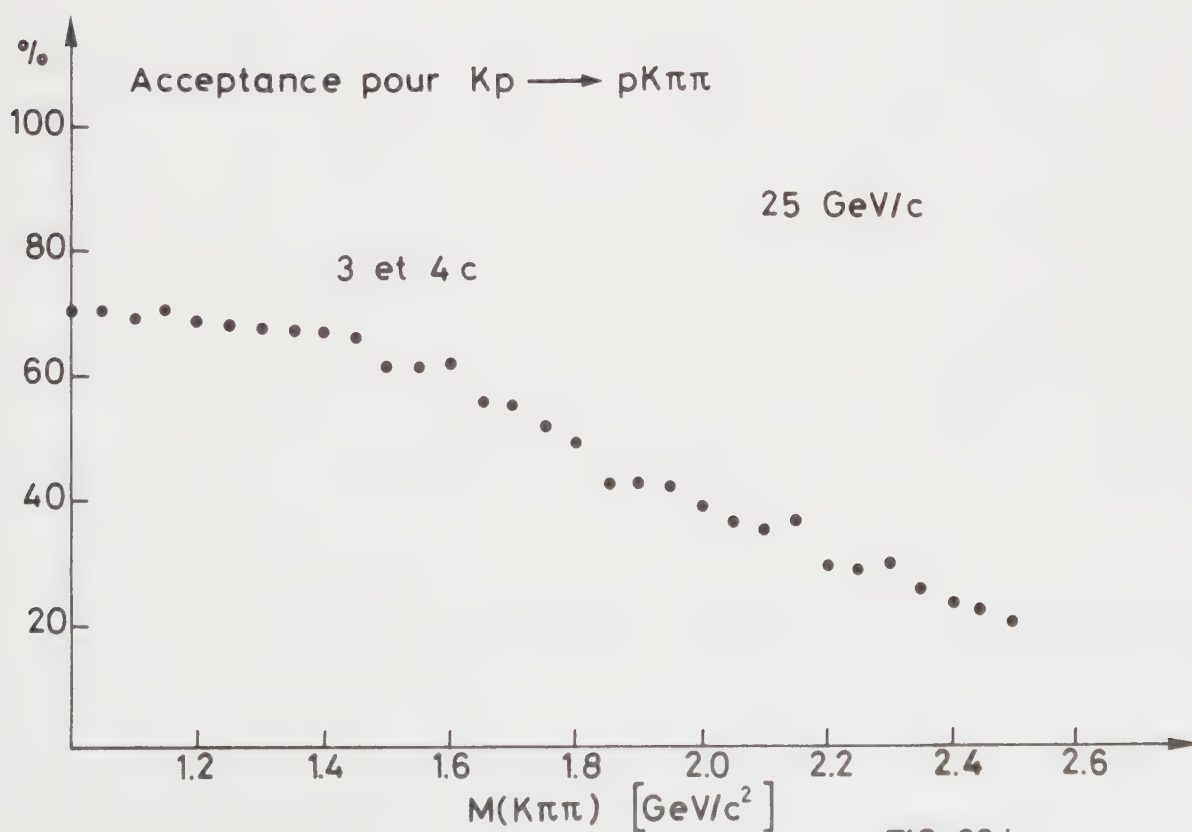


FIG. 33 b

Rappelons que

$$\begin{aligned}
 T_1 &= 0 & \text{si} & & J^P &= 0^- \\
 T_2 &= 0 & \text{si} & & J^P &= 1^-, 2^+, 3^-, \dots \\
 T_3 &= 0 & \text{si} & & J^P &= 1^-, 2^- \\
 T_4 &= 0 & \text{si} & & J^P &= 1^+, 2^+
 \end{aligned}$$

Par conséquent, 2^+ étant exclu puisque $T_2 \neq 0$, nous obtenons $J^P = 1^+$. Puisque notre acceptation est bonne, nous estimons cette détermination vraisemblable.

Nous employons donc la distribution angulaire pour un spin 1 et nous obtenons les paramètres H_i corrigés pour l'acceptation, de la manière décrite au chapitre VIII.

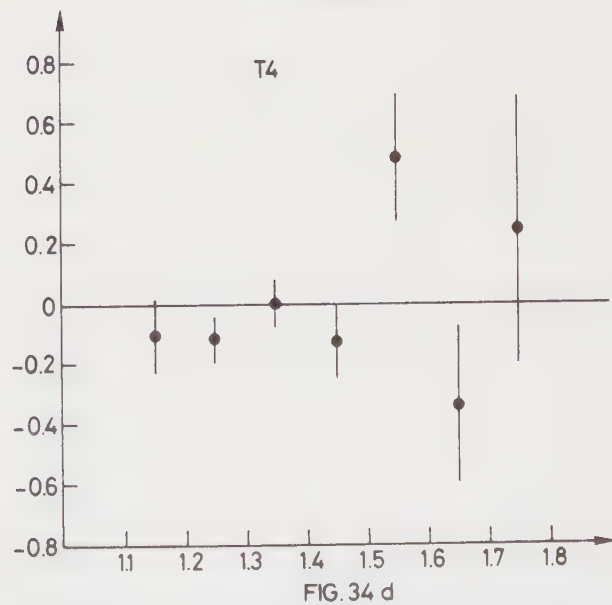
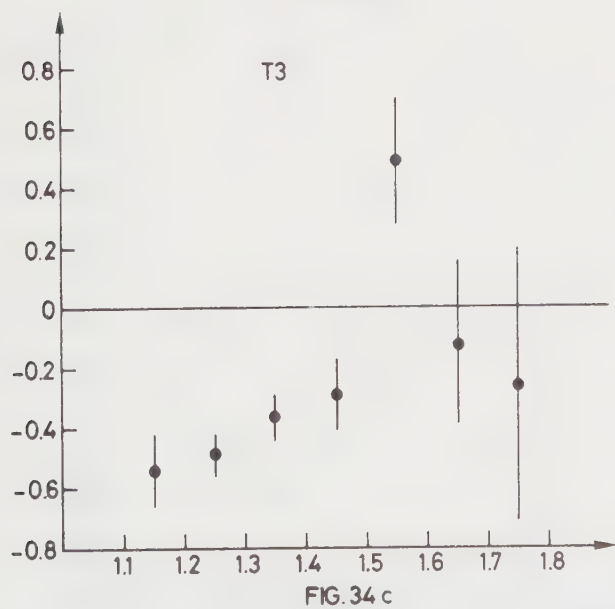
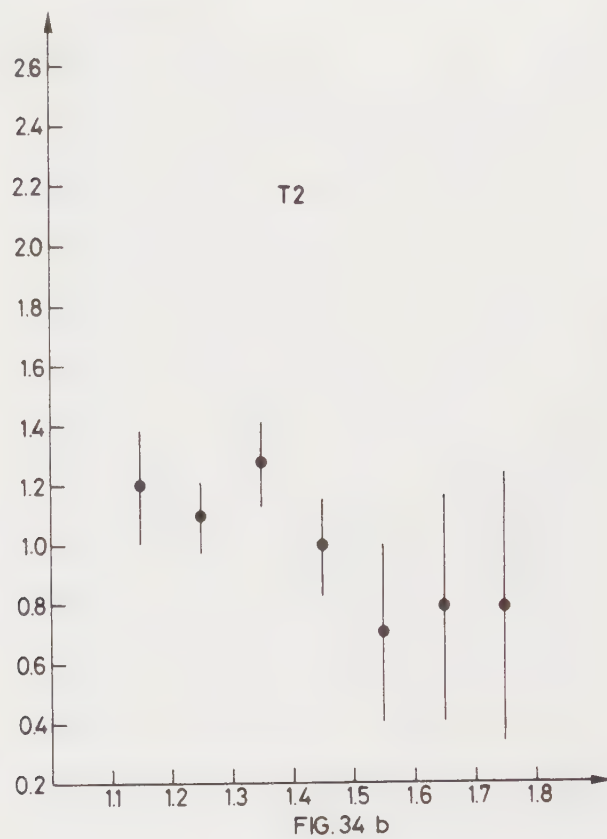
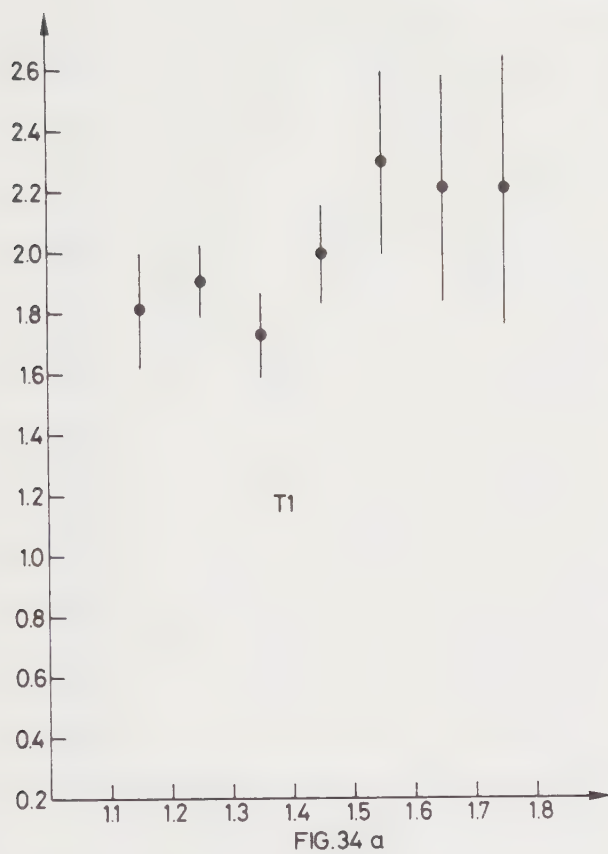
Certains des H_i (ne figurant pas dans les T_i) sont compatibles avec zéro, aussi l'ajustement est-il refait avec un nombre restreint de paramètres; il est ainsi plus stable.

La stabilité de la solution est vérifiée en répétant la procédure pour différentes parties de l'échantillon, avec trois coupures sur la masse du $K_{S,0}^*$, puis avec les seuls événements non ambigus. Nous présentons ici (fig. 34,35,36 et 37) les résultats obtenus dans ce dernier cas; bien que la conclusion sur le spin-parité soit indépendante de ces coupures, l'ambiguïté $K^-\pi^-$ modifie quelque peu les distributions angulaires (nous avons reproduit cet effet par Monte-Carlo), aussi nous a-t-il paru préférable de supprimer les événements ambigus en coupant sur le bilan d'énergie ϵ , ce qui peut être simulé facilement par Monte-Carlo.

De ceci nous concluons que toute la région du Q est dominée par 1^+ . Ce résultat est connu à plus basse énergie (Réf.23,24 et 25).

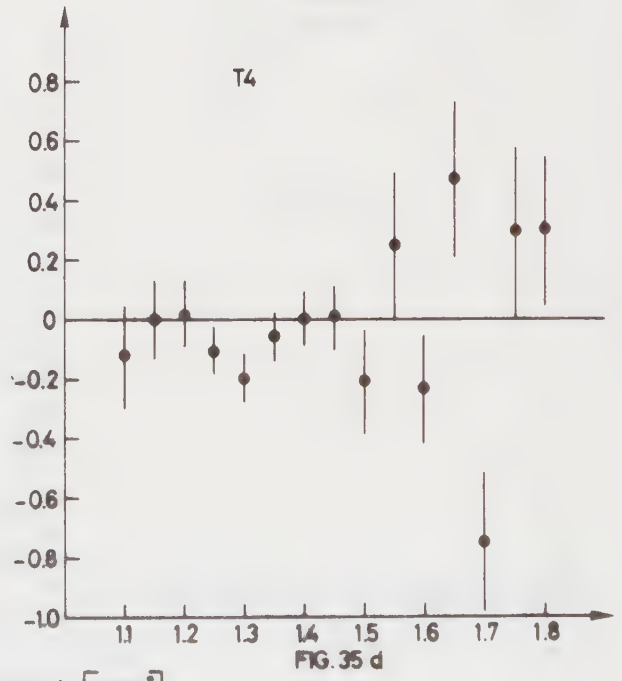
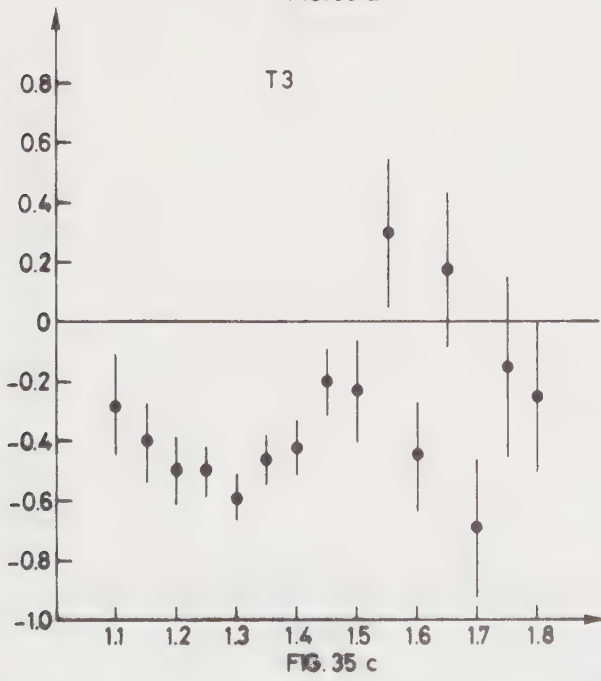
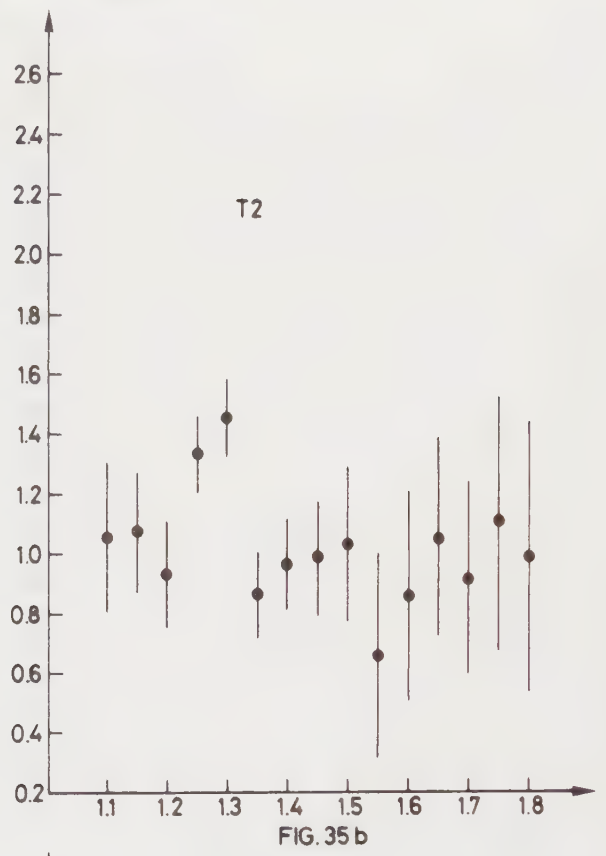
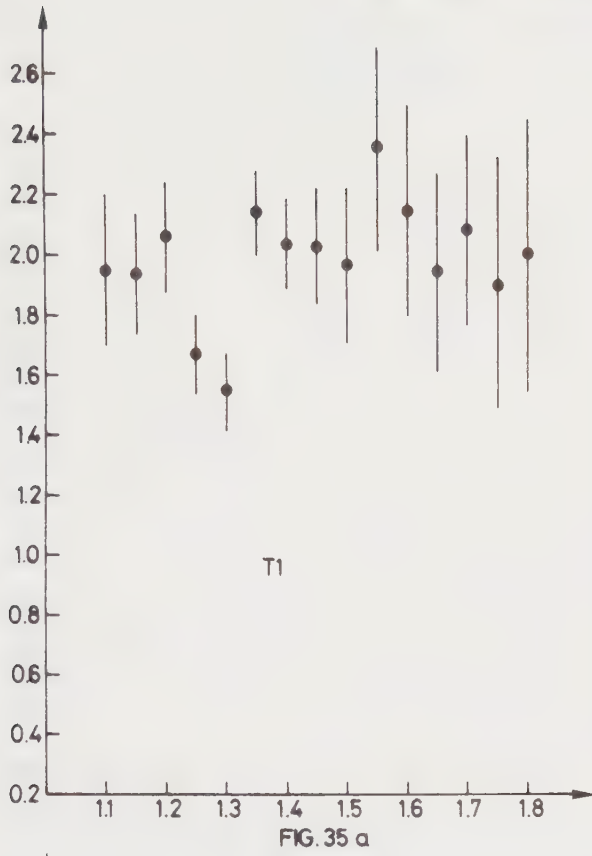
La méthode des moments ne permet cependant pas d'exclure une faible contribution du $K_{1,2,0}^*$ à la région haute du Q (voir à

25 GeV/c Evénements non ambigus



EM ($K\pi\pi$) [GeV^2]

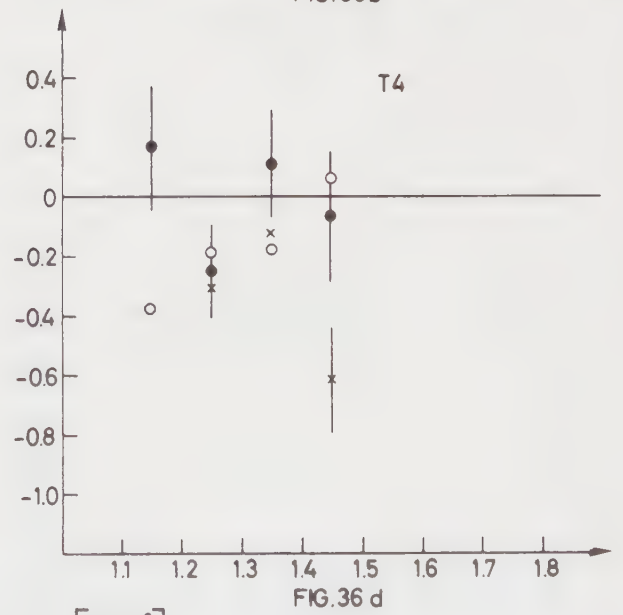
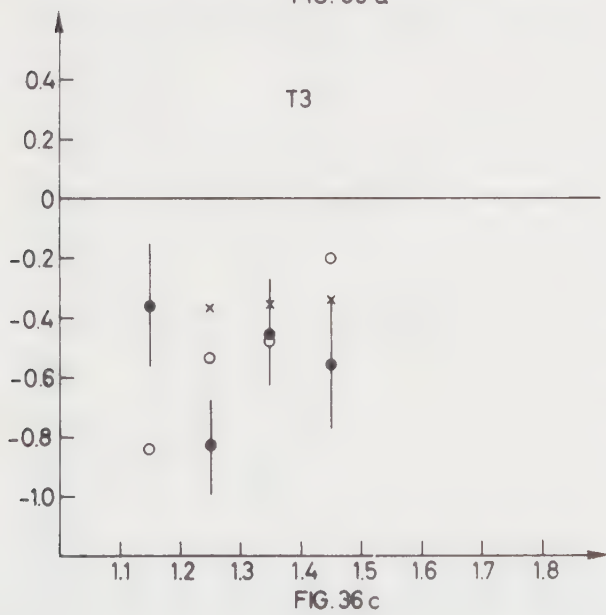
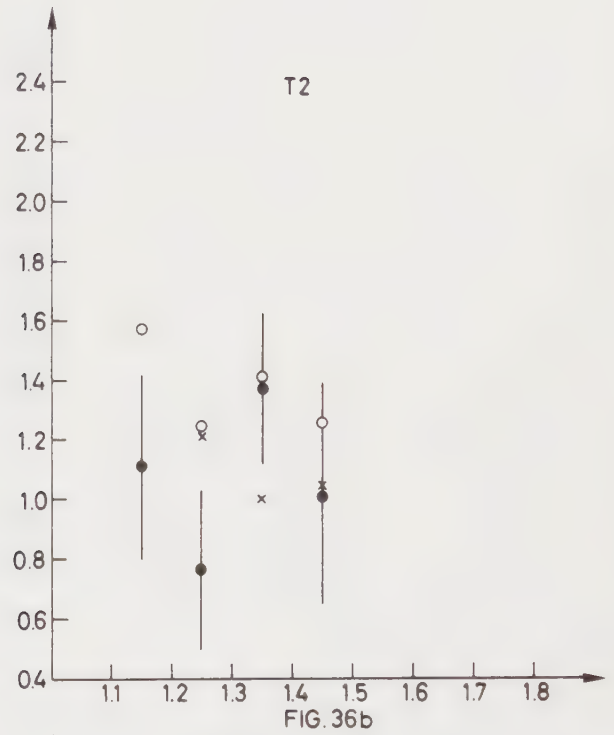
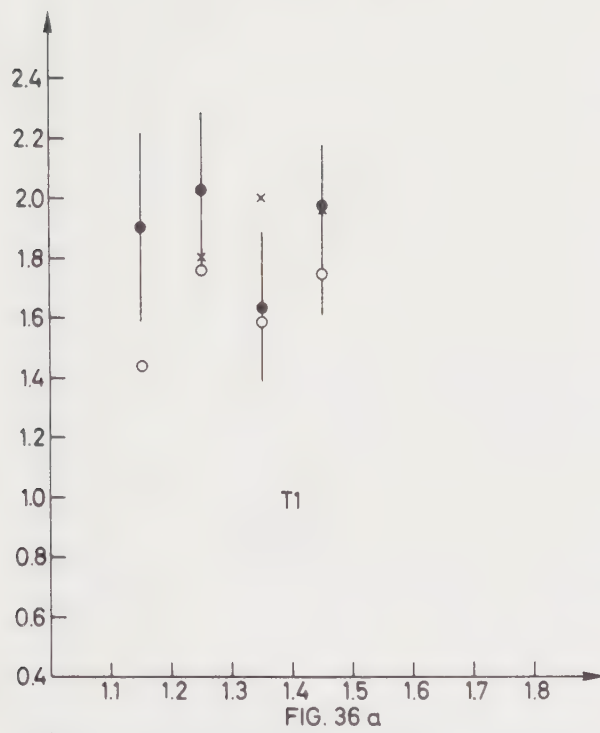
40 GeVc Evénements non ambigus



EM ($K\pi\pi$) [GeV^2]

25 GeVc Evénements non ambigus

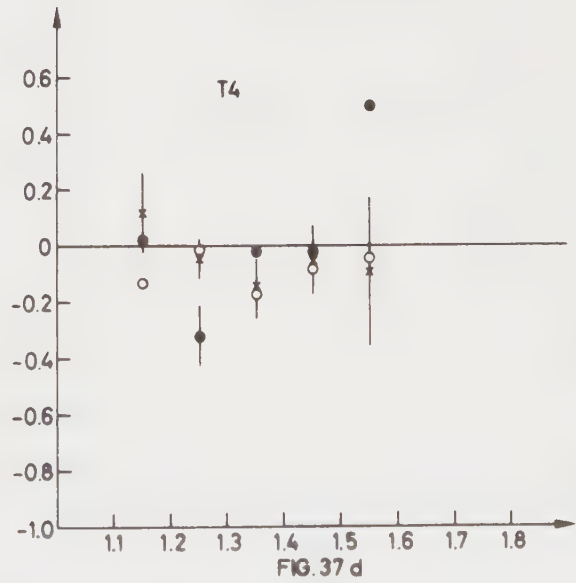
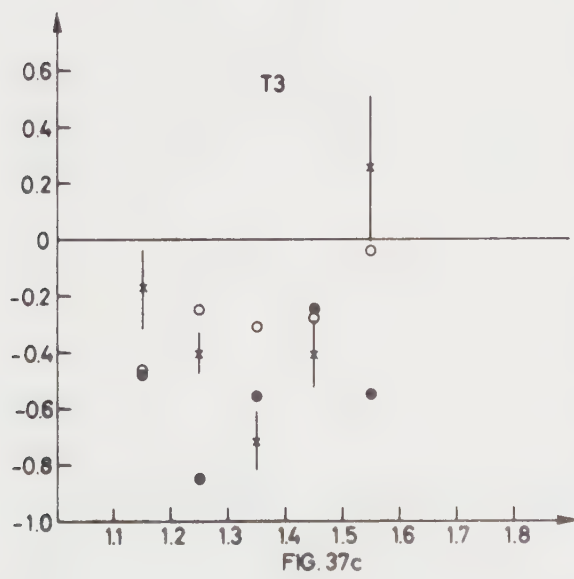
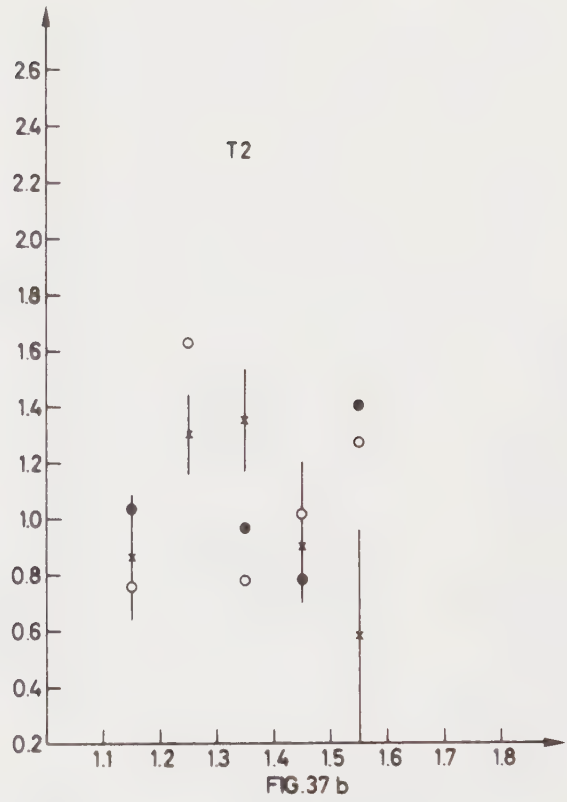
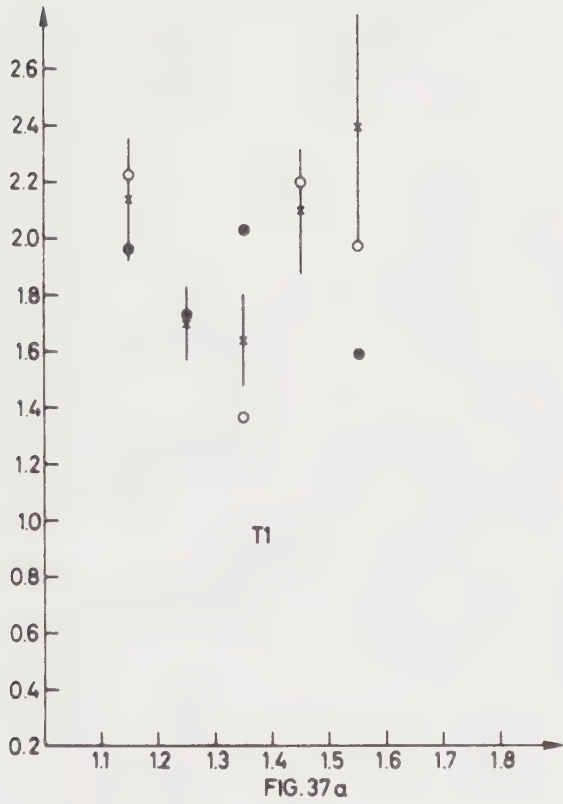
- $t_p \leq 0.08$
- × $0.08 < t_p < 0.16$
- $t_p \geq 0.16$



EM (K $\pi\pi$) [GeV²]

40 GeV/c Evénements non ambigus

- $t_p \leq 0.08$
- × $0.08 < t_p < 0.16$
- $t_p \geq 0.16$



EM (Kππ) [GeV²]

ce propos nos spectres de masse à haut transfert d'impulsion).

Enfin, nous pouvons tenter de déterminer la partie réelle de la matrice densité. Nous avons ajusté la distribution angulaire de spin 1 écrite avec tous les H_i , même petits, dans l'intervalle de masse $K\pi\pi$ 1.2 à 1.5 GeV/c².

Nous trouvons dans la base d'hélicité:

	25 GeV/c	40 GeV/c
$\mu(3\rho_{00}-1)$	$.19 \pm .08$	$.14 \pm .06$
$\mu \text{Re}(\rho_{10})$	$.02 \pm .02$	$.01 \pm .01$
$\mu \rho_{1-1}$	$.01 \pm .02$	$.04 \pm .02$
μ	$-.11 \pm .10$	$-.08 \pm .07$

Nous comparons les distributions angulaires expérimentales, ou plus exactement leurs projections à une dimension, à celles générées par Monte-Carlo avec les paramètres ajustés (fig. 38,39 et 40). L'accord est satisfaisant.

40 GeV/c Evénements non ambigus

$$1.075 \leq M(K\pi\pi) \leq 1.250$$

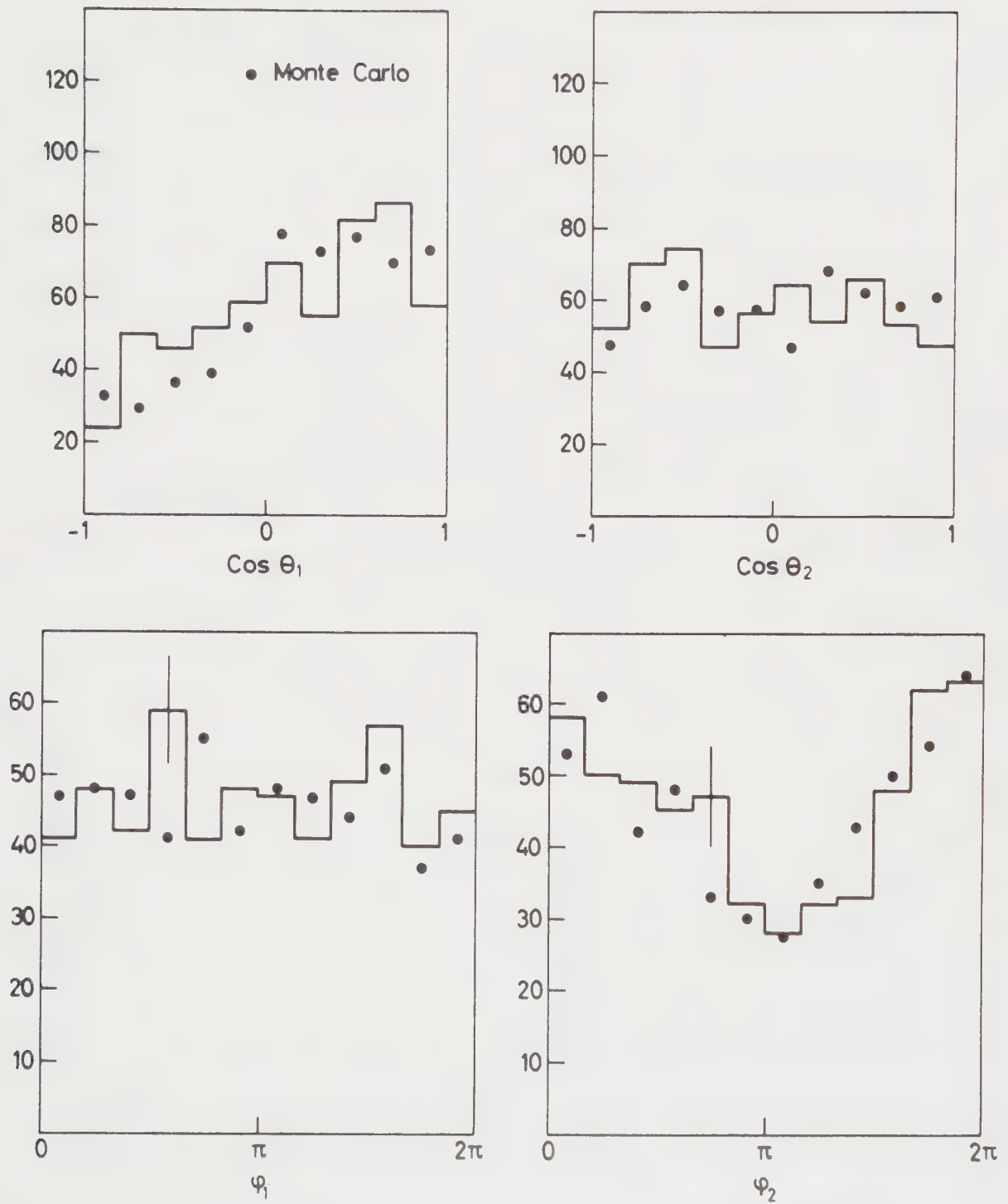


FIG.38

40 GeV/c Evénements non ambigus

$$1.250 \leq M(K\pi\pi) \leq 1.450$$

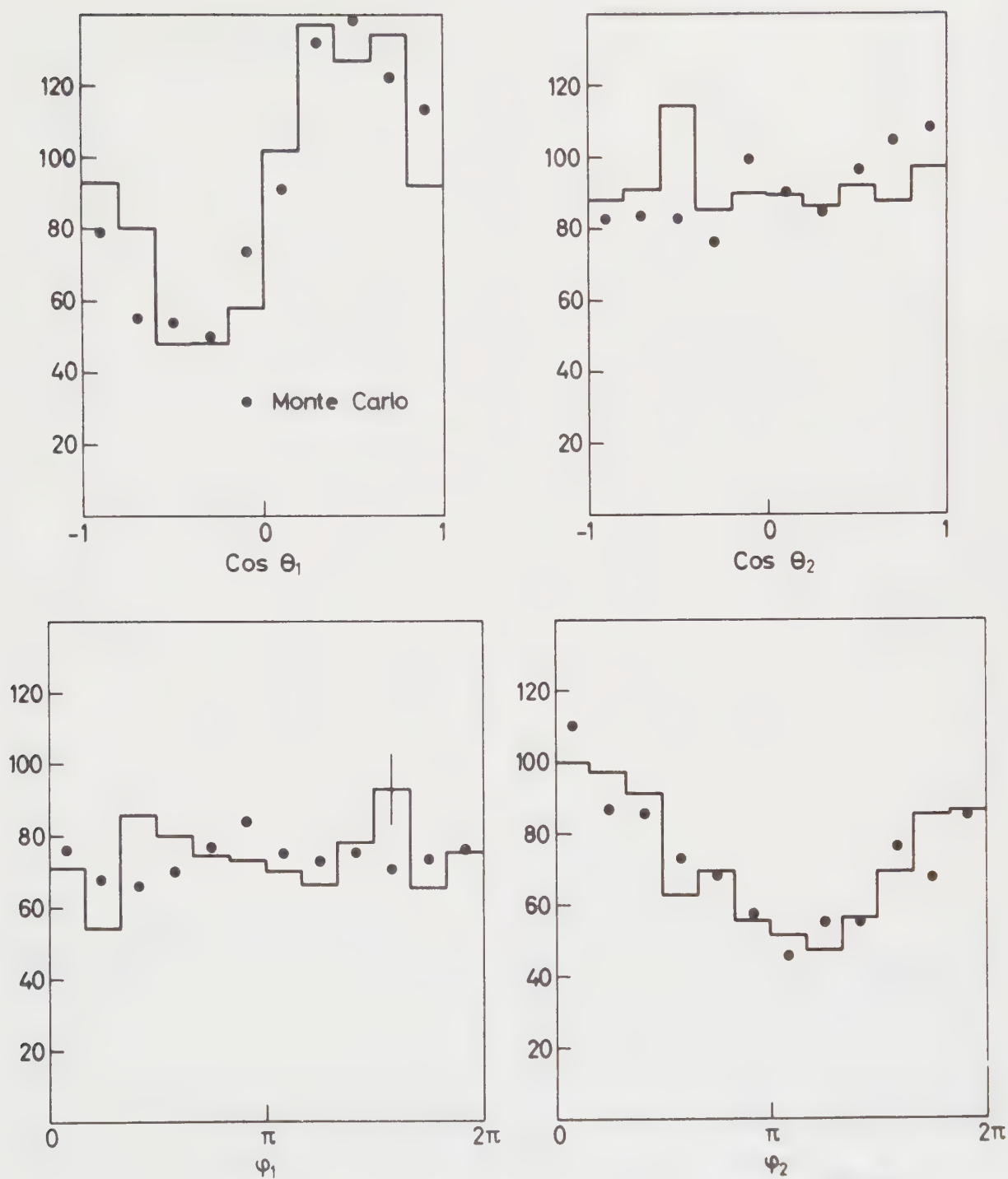


FIG.39

40 GeV/c Evénements non ambigus

$$1.450 \leq M(K\pi\pi) \leq 1.650$$

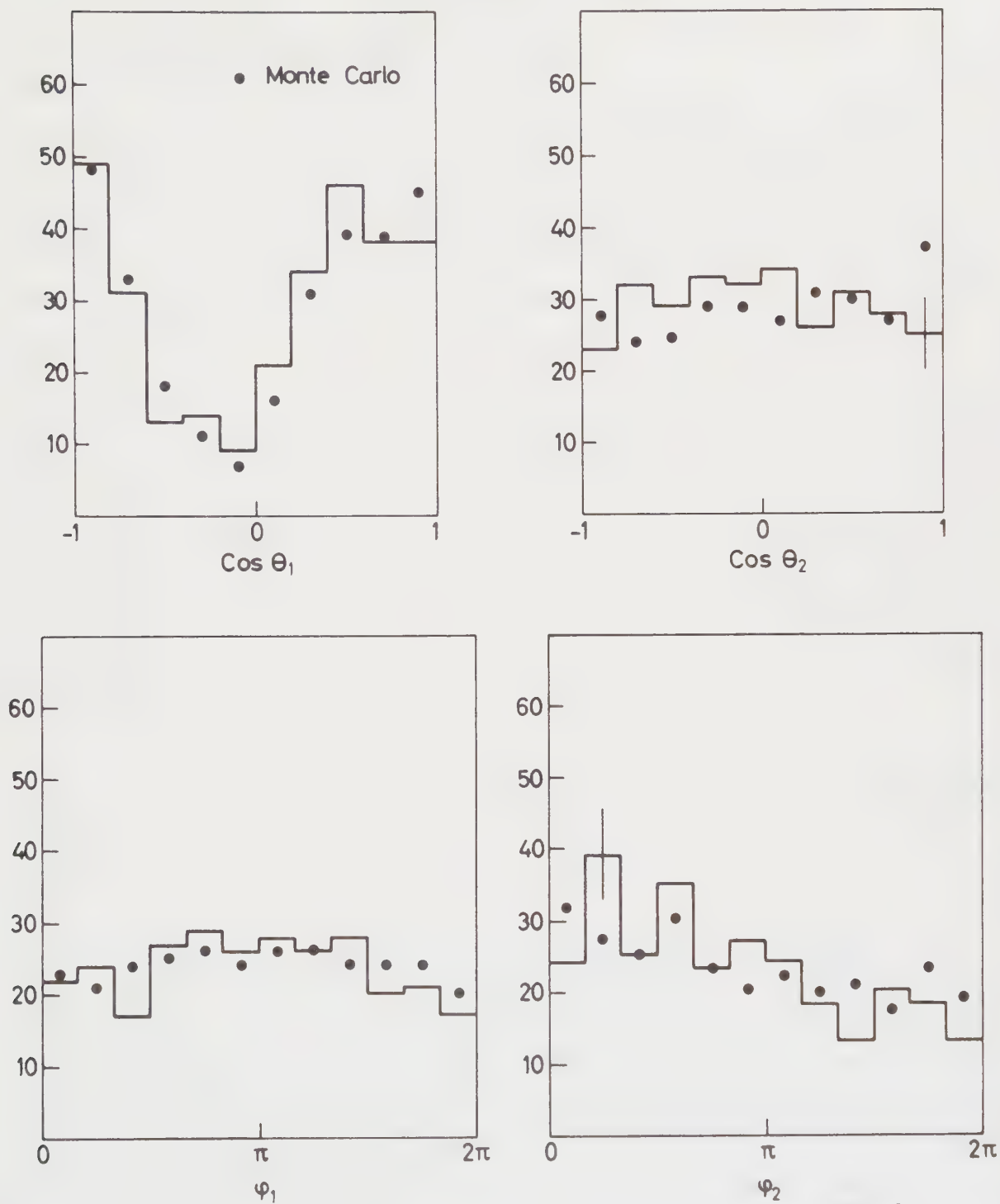


FIG. 40

Chapitre IX

CONCLUSIONS1. A propos des résultats physiques

Nous avons mis en évidence divers canaux totalement identifiés (aux ambiguïtés près), puis présenté ici quelques réactions avec des K incidents; ce même travail a aussi été exécuté avec des π et des antiprotons, démontrant ainsi l'utilité de l'ajustement cinématique dans une expérience de compteurs à haute énergie.

La réaction $Kp \rightarrow pK\pi\pi$ mériterait une étude détaillée en termes de section efficace et de production du L: cette étude est en cours par analyse en ondes partielles. Nous avons pour notre part jugé préférable de nous restreindre à un problème plus particulier, attaqué par une méthode peu usitée, bien que déjà employée en chambres à bulles dans le même type de réaction, mais avec des K^+ incidents et à plus basse énergie (réf. 22); la comparaison doit donc être faite avec précaution.

Outre l'étude du méson Q, ce travail montre à la fois l'intérêt et les limites d'application d'une méthode de détermination du spin-parité qui mériterait d'être plus répandue.

2. Evolution des techniques et des méthodes de travail

L'amélioration des faisceaux, l'introduction des chambres à dérive et des chambres proportionnelles, les progrès de l'électronique de décision, l'augmentation de l'acceptance avec l'énergie, conduisent souvent à des taux d'acquisition de données très élevés, faisant surgir des problèmes de temps de calcul et de stockage des données; pour obvier à ces inconvénients on envisage la reconstruction en ligne, partielle ou totale, des événements,

par exemple à l'aide de "processeurs" câblés.

De nouveaux détecteurs (à radiation de transition, Cerenkovs élaborés, chambres à haute résolution, etc..) font leur apparition.

En d'autres termes, la complexité des expériences augmente et par voie de conséquence la taille des groupes de physiciens.

Depuis longtemps, un physicien moyen ne peut plus maîtriser la totalité d'une expérience, une collaboration constante et étroite avec ses collègues est indispensable; or cette collaboration apparaît d'autant plus difficile que le groupe concerné est plus grand. C'est pourquoi une expérience de physique corpusculaire me semble devoir être réalisée par un petit nombre de personnes. Mais alors une rationalisation extrêmement poussée du travail s'impose: notamment, il convient d'apporter dès la conception de l'expérience une très grande attention aux problèmes d'étalonnage et de corrections techniques, problèmes trop souvent sous-estimés et cause ensuite d'un surcroît considérable de travail.

3. Qu'est-ce qu'une thèse?

Remarquons tout d'abord qu'un travail de thèse entrepris dans le cadre d'une participation à une grande expérience (un groupe de plus d'une dizaine de physiciens) ne peut pas aborder la totalité des méthodes et techniques employées, sous peine d'une durée prohibitive. Cependant, la physique corpusculaire a, à mes yeux, le grand avantage de concilier à la fois les techniques expérimentales de pointe et la recherche des lois fondamentales de la nature. Une thèse dans ce domaine donne ensuite la possibilité d'aborder une foule de problèmes touchant à des sujets très variés (programmation, électronique, cryogénie, etc..). En outre, notre déplacement en U.R.S.S. et nos contacts avec nos collègues soviétiques ont été en eux-mêmes une expérience intéressante. Par conséquent, au-delà des résultats de nos

mesures et de l'acquisition de connaissances techniques, il y a des contacts humains et quelque chose résultant à la fois des erreurs commises et des acquits positifs, que l'on peut, peut-être décrire comme une meilleure aptitude à aborder les problèmes qui se présentent.

Quant à moi, j'estime le bilan satisfaisant et ferai mon possible pour continuer à travailler dans ce domaine.

REFERENCES

1. Missing mass spectra observed in $\pi^-p \rightarrow pX^-$ at 25 and 40 GeV/c.
Physics Letters 40B, 147, 1972
2. Differential cross section and scaling in $\pi^-p \rightarrow pX^-$ at 25 and 40 GeV/c.
Nuclear Physics B63,(1973), p.182
3. The reaction $K^-p \rightarrow pX_K^-$ at 25 and 40 GeV/c.
Nuclear Physics B63,(1973), p.194
4. Elastic Scattering of π^-p , K^-p and $\bar{p}p$ at 25 and 40 GeV/c.
Nuclear Physics B57,(1973), p.333
5. The reaction $\pi^-p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- p$ at 25 and 40 GeV/c.
Nuclear Physics B63,(1973), p.141
6. A_1 , A_2 and A_3 production in $\pi^-p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- p$ at 25 and 40 GeV/c.
Nuclear Physics B63,(1973), p.153
7. The reaction $\pi^-p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- p$ at 25 and 40 GeV/c.
R. Klanner. Thesis (Munich 1973 and CERN-NP internal report 73/9).
8. The decay channel $A_2^- \rightarrow \eta \pi^-$ in the reaction $\pi^-p \rightarrow p \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0$ at 40 GeV/c.
Nuclear Physics B63,(1973), p.175
9. The decay channel $\eta \pi^-$ of the A_2^- meson at 40 GeV/c.
R. Busnello. Thesis (University of Geneva, 1973).
10. Production of K_{890}^* and K_{420}^* in the reaction $K^-p \rightarrow (K\pi)^- p$ at 25 and 40 GeV/c.
Nuclear Physics B63,(1973), p.202
- 11) ρ^- production in the reaction $\pi^-p \rightarrow \pi^- \pi^0 p$ at 25 and 40 GeV/c
Nuclear Physics B63,(1973), p.189

A moins de mention différente, les auteurs de tout ou partie des publications précédentes sont:

Yu.M. Antipov, G. Ascoli, R. Baud, R. Busnello, G. Damgaard, M.N. Kienzle, W. Kienzle, R. Klanner, L. Landsberg, A.A. Lebedev, C. Lechanoine, P. Lecomte, M. Martin, V. Roïnishvili, R.D. Sard, A. Weitsch et F.A. Yotch.

12. Spin formalisms.

Suh Urk Chung. CERN 71/8

13. Introduction à la physique des particules élémentaires.

H.J. Gerber. Université de Genève, 1968.

14. Etude du spectre de masse des bosons chargés entre 1.4 et 1.9 GeV/c².

L. Dubal. Thèse (Université de Genève et rapport interne CERN-NP 68-1).

15. Test results of digitized wide gap wire chambers.

CERN 67-13 (1967)

G.E. Chikovani, M. Fischer, M.N. Focacci, W. Kienzle, G. Laverrière, C. Lechanoine, B. Levrat, M. Martin and P. Schubelin.

16. Bau und Betrieb von wide gap Drahtfunkenkammern mit magnetostriktivem Auslesesystem.

R. Klanner. Diplomarbeit (CERN-NP Internal report 69-24).

17. Acquisition des données en physique corpusculaire.

Robert Baud. Thèse (Université de Genève, 1971).

18. Etude d'un spectromètre magnétique; son utilisation pour la mise en évidence d'une structure dans le méson A₂.

C. Lechanoine. Thèse (Paris, 1969) et CERN-NP 69/3.

19. Method for efficient magnetic analysis in an inhomogeneous field.

C. Lechanoine, M. Martin and H. Wind

Nuclear Instruments and Methods, Vol.69, No.1, p.122.

20. Hydra working papers. CERN-TC.
21. Cinématique relativiste de la diffusion.
H. Ruegg. Université de Genève, 1968.
22. An analysis of the reaction $K^+p \rightarrow pQ^+$ from 2.5 to 12.7 GeV/c.
Nuclear Physics B48 (1972) p.589.
23. Proceedings of the Amsterdam International Conference on Elementary Particles, 1971, p.247.
24. Meson resonances and related electromagnetic phenomena.
Bologna, 1971, p.149.
25. Study of the $\bar{K}\pi\pi$ system produced in $K^-p \rightarrow \bar{K}\pi\pi N$ reactions at 14.3 GeV/c.
Saclay DPhPE 73-01.

